

VIRGILIU ZAMFIR  
**BAZELE  
RADIOELECTRONICII**

The central part of the cover features a dark, textured background. Overlaid on this are numerous thin, white vertical lines. In the center, these lines are interrupted by a series of nested, chevron-like shapes that point towards the center, creating a sense of depth and movement. A prominent, irregular red shape, resembling a stylized flame or a torn piece of paper, is positioned in the upper-middle section, partially obscuring the white lines.

EDITURA FACLA

VIRGILIU ZAMFIR

BAZELE  
RADIOELECTRONICII

VIRGILIU ZAMFIR

# BAZELE RADIOELECTRONICII

EDITURA FACLA

Timișoara, 1987

Referent științific :

prof. dr. ing. ANTON POLICEC



# CUPRINS

Prefață . . . . .	11
Cap. 1. <i>ELEMENTE DE FIZICA SEMICONDUCTOARELOR</i>	
1.1. PURTĂTORI DE SARCINĂ ÎN SEMICONDUCTOARE	12
1.1.1. Introducere . . . . .	12
Materiale semiconductoare de bază. Electroni de conducție și goluri	
1.1.2. Generarea purtătorilor în semiconductorul fără impurități . . . . .	14
Semiconductorul la $T = 0$ K. Semiconductorul la $T > 0$ K. Semiconductorul intrinsec	
1.1.3. Generarea purtătorilor în semiconductoarele cu impurități . . . . .	17
Semiconductorul de tip $n$ . Semiconductorul de tip $p$ .	
1.2. CONCENTRAȚIA PURTĂTORILOR DE SARCINĂ . .	20
1.2.1. Elemente de statistica purtătorilor . . . . .	20
Funcția de distribuție Fermi-Dirac. Densitatea de stări energetice	
1.2.2. Concentrația electronilor de conducție . . . . .	23
1.2.3. Concentrația golurilor. Semiconductoare nedegenerate . . . . .	25
1.2.4. Nivelul Fermi și concentrația purtătorilor în semiconductorul intrinsec . . . . .	27
Nivelul Fermi intrinsec. Concentrația intrinsecă	
1.2.5. Nivelul Fermi și concentrația purtătorilor în semiconductoarele cu impurități . . . . .	29
Nivelul Fermi. Ecuația de echilibru. Ecuația de neutralitate. Expresii practice pentru $n_0$ și $p_0$	
1.3. TRANSPORTUL PURTĂTORILOR DE SARCINĂ . .	34
1.3.1. Viteze de drift și mobilități . . . . .	35
1.3.2. Curenți de drift. Conductivitatea electrică . . . .	37
1.3.3. Curenți de difuzie . . . . .	39
1.3.4. Ecuații de transport . . . . .	41
1.3.5. Relațiile lui Einstein pentru constantele de difuzie	43

1.4. SEMICONDUCTOARELE ÎN CONDIȚII DE NEECHILIBRU . . . . .	44
1.4.1. Viteze nete de recombinare a purtătorilor . . . . .	44
1.4.2. Variația în timp a excesului de purtători . . . . .	47
1.4.3. Ecuații de continuitate . . . . .	48
1.4.4. Variația cu distanța a excesului de purtători . . . . .	51
Cap. 2. JONȚIUNEA SEMICONDUCTOARE PN . . . . .	54
2.1. INTRODUCERE . . . . .	54
2.1.1. Structură și simboluri . . . . .	54
2.1.2. Modele de joncțiuni . . . . .	55
2.2. JONȚIUNEA PN LA ECHILIBRU . . . . .	57
2.2.1. Prezentarea calitativă a proceselor fizice . . . . .	57
2.2.2. Analiza electrostatică . . . . .	
Densitatea de sarcină spațială. Câmpul electric în regiunea de trecere. Variația potențialului de-a lungul joncțiunii	
2.2.3. Relații deduse din condițiile de continuitate . . . . .	61
Condiția de neutralitate a joncțiunii. Lărgimea regiunii golite. Câmpul electric maxim	
2.2.4. Diagrama energetică . . . . .	64
Construirea diagramei. Condiții standard. Determinarea diferenței interne de potențial	
2.3. JONȚIUNEA PN ÎN REGIM STATIC . . . . .	67
2.3.1. Comportarea joncțiunii pn în funcție de polarizare . . . . .	67
2.3.2. Ecuația joncțiunii pn ideale . . . . .	69
2.3.3. Abateri de la caracteristica teoretică idealizată . . . . .	73
Efectul generării-recombinării în regiunea golită. Efecte la curenți mari. Efectul temperaturii. Străpungerea joncțiunii. Efecte la capetele joncțiunii. Contacte ohmice	
2.4. JONȚIUNEA PN ÎN REGIM DINAMIC . . . . .	78
2.4.1. Regimul dinamic de semnal mic . . . . .	79
2.4.2. Parametrii de semnal mic . . . . .	81
Rezistența dinamică. Capacitatea de difuzie. Capacitatea de barieră	
2.4.3. Circuitul echivalent de semnal mic . . . . .	90
Cap. 3. DIODE SEMICONDUCTOARE ȘI APLICAȚII FUNDAMENTALE . . . . .	93
3.1. DIODE REDRESOARE . . . . .	93
3.1.1. Caracteristici și parametri . . . . .	93
3.1.2. Model de semnal mare . . . . .	97
3.1.3. Dreapta de sarcină . . . . .	98
3.2. DIODA ZENER . . . . .	99
3.3. REDRESAREA CURENTULUI ALTERNATIV . . . . .	102
3.3.1. Schema bloc a unui redresor . . . . .	102

3.3.2.	Redresorul în punte . . . . .	104
	Schema redresorului și descrierea funcționării. Calculul redresorului	
3.3.3.	Filtrul de netezire RC . . . . .	108
3.4.	STABILIZAREA TENSIUNII CONTINUE . . . . .	111
3.4.1.	Parametrii stabilizatorului de tensiune . . . . .	111
3.4.2.	Stabilizatorul cu diodă Zener . . . . .	113
	Schema stabilizatorului și descrierea funcționării. Calculul stabilizatorului. Determinarea parametrilor	
Cap. 4.	TRANZISTORUL BIPOLAR ȘI APLICAȚII FUNDAMENTALE . . . . .	121
4.1.	PREZENTAREA CALITATIVĂ A TRANZISTORULUI BIPOLAR . . . . .	121
4.1.1.	Structura TB. Generalități . . . . .	121
4.1.2.	Principii de funcționare . . . . .	122
	Formarea curenților prin tranzistor. Efectul de tranzistor. Funcțiile de amplificare și comutare.	
4.1.3.	Simboluri. Conexiuni fundamentale . . . . .	128
	Simbolurile grafice ale TB. Convențiile de semn și simbolurile literale pentru curenți și tensiuni. Conexiuni fundamentale	
4.2.	TRANZISTORUL BIPOLAR ÎN REGIM STATIC . . . . .	129
4.2.1.	Expresii pentru curenții prin tranzistor . . . . .	130
	Expresii ideale în regiunea activă directă. Regiuni de lucru. Ecuațiile Ebers-Moll. Efectul Early	
4.2.2.	Caracteristici statice experimentale. Modele de semnal mare liniarizate . . . . .	137
	Caracteristici de intrare. Caracteristici de transfer. Caracteristici de ieșire. Parametri limitativi	
4.2.3.	Efectele temperaturii . . . . .	147
	Efectul asupra factorului $\beta_0$ . Efectul asupra mărimilor $v_{BE}$ , $i_E$ , și $i_B$ . Efectul asupra curenților $I_{CBO}$ și $i_C$	
4.3.	TRANZISTORUL BIPOLAR ÎN REGIM DINAMIC . . . . .	153
4.3.1.	Regimul dinamic de semnal mic . . . . .	153
	Funcționarea în regim dinamic. Condiția de semnal mic	
4.3.2.	Modelul natural fundamental de semnal mic . . . . .	154
	Parametrii naturali de semnal mic. Circuitul echivalent fundamental de semnal mic	
4.3.3.	Modelul natural de semnal mic $\pi$ -hibrid . . . . .	157
	Circuitul echivalent Giacoletto. Caracteristica de frecvență. Frecvențe limită	
4.3.4.	Modelul de cuadripol hibrid pentru semnale mici . . . . .	163
	Parametri de cuadripol. Parametri $h$ pentru conexiunea EC. Cuadripolul cu parametri $h$	

4.4. AMPLIFICAREA SEMNALELOR DE AUDIOFREC- VENȚĂ. REACȚIA . . . . .	167
4.4.1. Amplificatorul de semnal mic . . . . .	167
Schemă tipică. Polarizarea tranzistorului. Calculul elementelor din schemă. Analiza de semnal mic la frecvențe medii. Amplificarea la frecvențe joase. Amplificarea la frecvențe înalte. Caracteristica de frecvență	
4.4.2. Reacția . . . . .	184
Amplificarea cu reacție. Reacție negativă și reacție pozitivă. Condiția lui Barkhausen. Proprietățile reacției negative. Repetorul pe emitor	
4.4.3. Regimul de amplificare la semnale mari. . . . .	195
Dreapta de sarcină. Caracteristica dinamică. Calcu- lul amplificatorului de semnal mare. Distorsiuni. Clase de funcționare. Etaj final clasă A cu transfor- mator de ieșire	
Cap. 5. TRANZISTOARE CU EFECT DE CÎMP ȘI APLICAȚII FUNDAMENTALE . . . . .	205
5.1. TRANZISTORUL MOS . . . . .	206
5.1.1. Prezentarea calitativă a tranzistorului MOS . . . .	206
Structura tranzistorului MOS. Principiul de func- ționare. Tipuri de tranzistoare MOS. Simboluri	
5.1.2. Structura MOS . . . . .	208
Analiza electrostatică. Procese la interfață. Con- ductanța canalului	
5.1.3. Tranzistorul MOS în regim static . . . . .	213
Regiunea liniară a caracteristicilor. Regiunea de saturație a caracteristicilor. Parametrii statici. Manipularea TMOS	
5.1.4. Tranzistorul MOS în regim dinamic. . . . .	218
Funcționarea TMOS în regim dinamic de semnal mic. Modelul de semnal mic al TMOS la frecvențe joase. Circuitul echivalent de semnal mic al TMOS la frecvențe înalte. Parametri de cuadripol la frecvențe înalte. Frecvență de tăiere	
5.2. TEC CU GRILĂ JONCȚIUNE (TECJ) . . . . .	225
5.3. GENERAREA, AMPLIFICAREA ȘI MODULAREA SEMNALELOR DE RADIOFRECVENȚĂ . . . . .	228
5.3.1. Oscilatorul LC cu reacție inductiv-mutuală . . . .	229
Prezentarea schemei și a funcționării. Analiza liniară. Condițiile de oscilație. Stabilitatea frecvenței	
5.3.2. Amplificatorul de RF cu circuit rezonant LC . . .	235
Caracterul selectiv al amplificatoarelor de RF. Prezentarea schemei și a funcționării. Analiza linia- ră. Caracteristica de selectivitate. Efectul Miller	

5.3.3. Modularea oscilațiilor de RF . . . . .	240
Semnal modulator. Oscilație purtătoare. Modulare. Oscilația modulată în amplitudine. Modularea în amplitudine pe grila TMOS. Oscilația MF. Modularea în frecvență prin efect Miller	
Cap. 6. <i>AMPLIFICATORUL OPERAȚIONAL INTEGRAT ȘI APLICAȚII FUNDAMENTALE</i> . . . . .	251
6.1. CIRCUITE INTEGRATE — ELEMENTE INTRODUC- TIVE . . . . .	251
6.2. CARACTERIZAREA AMPLIFICATORULUI OPERA- ȚIONAL . . . . .	255
6.3. APLICAȚII DE BAZĂ ALE AO . . . . .	258
6.3.1. Amplificator neinvertor . . . . .	259
6.3.2. Amplificator inversor . . . . .	261
6.3.3. Amplificator diferențial . . . . .	262
6.3.4. Sumator elementar . . . . .	263
6.3.5. Derivator . . . . .	264
6.3.6. Integrator . . . . .	264
Cap. 7. <i>ALTE PROBLEME DE BAZĂ ÎN RADIOELECTRONICĂ</i> . . . . .	266
7.1. MULTIPLICAREA FRECVENȚEI SEMNALELOR . . . . .	266
7.1.1. Multiplicarea cu varactori — generalități . . . . .	267
7.1.2. Analiza dublorului cu diodă varactor . . . . .	269
Elastanța instantanee. Punctul mediu de funcțio- nare. Condiția de comandă. Fazorii curent și elas- tanță. Fazorii tensiune. Condiția de fază. Ecuațiile de cuadripol. Impedanțe aparente. Regimul energetic	
7.2. DEMODULAREA SEMNALELOR . . . . .	275
7.2.1. Detector de amplitudine . . . . .	275
7.2.2. Demodulator de frecvență . . . . .	276
Bibliografie . . . . .	279





## PREFAȚĂ

*În lucrare sînt expuse teme din fizica semiconductoarelor, electronica fizică și aplicată, pe care autorul le-a considerat printre fundamentele radioelectronicii, adică ale acelei părți din electronică avînd ca obiect de studiu problemele teoretice și practice referitoare la prelucrarea și transmiterea radioelectrică a semnalelor.*

*Întrucît cartea se adresează cititorilor care doresc să abordeze radioelectronica pe baze științifice, modul de tratare este analitic. Cu toate acestea, accesibilitatea este asigurată prin faptul că se tratează detaliat numai procesele cu efecte dominante, structurile semiconductoare de bază și aplicațiile reprezentative ale acestora, punîndu-se accentul pe fizica fenomenelor implicate. Menționăm că problematica primului capitol se referă numai la semiconductoarele nedegenerate, cărora li se aplică statistica Boltzmann. În ce privește comportarea semiconductoarelor în condiții de neechilibru, se are în vedere doar regimul corespunzător nivelurilor mici de injecție.*

*Joncțiunea semiconductoare pn și tranzistorul bipolar au necesitat o prezentare mai amplă, dată fiind importanța lor atît ca dispozitive discrete, cît și ca elemente în componența circuitelor integrate.*

*Apreciem că lucrarea va fi utilă profesorilor de fizică, inginerilor, studenților, precum și elevilor care se interesează de radioelectronică.*

*Aducem pe această cale mulțumirile noastre Editurii FACLA, și tuturor celor ce ne-au sprijinit în definitivarea și apariția acestei cărți.*

**Autorul**

# 1. ELEMENTE DE FIZICA SEMICONDUCTOARELOR

## 1.1. PURTĂTORI DE SARCINĂ ÎN SEMICONDUCTOARE

### 1.1.1. INTRODUCERE

**MATERIALE SEMICONDUCTOARE DE BAZĂ.** Principalele materiale semiconductoare folosite la fabricarea dispozitivelor electronice cu corp solid sînt cristalele elementelor tetravalente de siliciu (Si) și germaniu (Ge), precum și ale unor compuși binari intermetalici (elemente din grupele a III-a și a V-a ale sistemului periodic), ca galiu-arsen (GaAs), indiu-stibiu (InSb) ș. a.

Prin valoarea rezistivității  $\rho$ , care este cuprinsă între  $10^{-5}$  și  $10^{10} \Omega\text{cm}$ , semiconductoarele ocupă un loc intermediar între metale și dielectrici ( $\rho_{\text{Si}} = 240 \text{ k}\Omega\text{cm}$ ,  $\rho_{\text{Ge}} = 45 \Omega\text{cm}$ )\*. De subliniat însă, că rezistivitatea semiconductoarelor depinde esențial de tipul și concentrația impurităților, de structură și de condițiile fizice exterioare: temperatură, iluminare, cîmpuri electrice și magnetice. La temperaturi joase, semiconductoarele tind să se comporte ca dielectricii iar la temperaturi înalte ca metalele.

Aceste caracteristici derivă, după cum este cunoscut, din structura de benzi a nivelurilor energetice permise electronilor în corpul solid. În cazul metalelor, ultima bandă nu este complet ocupată de electroni și, ca urmare, pentru a obține starea de conductibilitate, electronii nu trebuie excitați. La semiconductoare, ultima bandă energetică în care se află electroni (în starea fundamentală), banda de valență (BV), este complet ocupată. Pentru obținerea conductibilității electrice, electronii trebuie trecuți în stare excitată (activată), adică în banda de conducție (BC), peste banda interzisă (BI) de lărgime  $E_G$ . Diferența dintre semiconductoare și dielectrici este doar cantitativă: semiconductoarele se caracterizează printr-o valoare  $E_G$  mai mică decît dielectricii, convențional, sub 3 eV.

\* Valorile numerice sînt date în scop orientativ, de regulă cu două cifre semnificative, fiind valabile în condițiile tipice ale mediului ambiant, dacă nu specificăm altfel (în particular, la  $T = 300 \text{ K}$  sau în jurul acestei valori).

Referindu-ne la modelul legăturilor chimice (care facilitează înțelegerea intuitivă a generării purtătorilor de sarcină electrică în semiconductoare), în cazul siliciului și germaniului legătura dintre atomi este covalentă. Doi atomi vecini își pun în comun câte un electron de valență, perechea formată constituind o legătură covalentă. Deci fiecare atom este legat covalent cu patru atomi, situați spațial în colțurile unui tetraedru, avînd în centru atomul considerat. Din configurația de octet electronic, existentă în jurul fiecărui atom, rezultă o forță de legătură specifică, de natură cuantică, asigurînd înalta stabilitate sistemului constituit din atomi și electronii lor periferici prinși în legăturile covalente. Rețeaua cristalină care se formează este de tip diamant. O structură cristalină asemănătoare prezintă și majoritatea compușilor binari. Aici însă, fiecărui atom îi revin atomi vecini de celălalt tip, din care cauză legătură este parțial ionică.

**ELECTRONI DE CONDUȚIE ȘI GOLURI.** Pentru ca un semiconductor să prezinte o conductivitate electrică utilizabilă practic, este necesar să dispună, în condiții fizice uzuale, de purtători mobili de sarcină electrică. Astfel de purtători sînt, în semiconductoare, electronii de conducție și golurile.

De subliniat că ambele specii de purtători sînt privite drept cvasiparticule. Aceasta pentru că, în realitate, comportarea electrică a semiconductoarelor este determinată de evoluția cu caracter cuantic a electronilor de valență din corpul solid și care se studiază ca atare cu metodele fizicii cuantice. Rezultatele obținute se pretează însă la o modelare care simplifică considerabil descrierea proprietăților corpului solid. Adică, se introduc cele două particule caracterizate prin mărimi fizice adecvate (parametri): electronul de conducție cu sarcina electrică  $-e$  ( $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  C) și masa efectivă  $m_n$  (diferită de masa electronului liber  $m_0 = 9,1 \cdot 10^{-31}$  kg); golul cu sarcina electrică  $+e$  și masa efectivă  $m_p$ .

Prin introducerea maselor efective  $m_n$  și  $m_p$  pentru electronii de conducție și, respectiv, pentru goluri se ține cont de periodicitatea potențialului din cristal și deci, de condițiile de mișcare a electronilor în corpul solid cristalin. Masele efective sînt în general mărimi tensoriale, dar în modelul simplificat al benzilor energetice folosit în teoria dispozitivelor semiconductoare uzuale (cu suprafețe izoenergetice sferice) ele sînt mărimi scalare: pentru Si  $m_n = 1,1 m_0$  și  $m_p = 0,59 m_0$  iar pentru Ge  $m_n = 0,55 m_0$  și  $m_p = 0,36 m_0$ . (Valorile  $m_n$  și  $m_p$  menționate sînt masele efective globale cu care se determină densitatea stărilor electronice, respectiv de goluri.)

Ca urmare a acestei caracterizări, electronul de conducție și golul se consideră, în corpul solid (monocristalin), particule libere încărcate electric și se tratează ca atare.

## 1.1.2. GENERAREA PURTĂTORILOR ÎN SEMICONDUCTORUL FĂRĂ IMPURITĂȚI

În mod riguros, cele ce urmează se referă la un cristal perfect (monocristal), adică la unul care nu posedă defecte (atomi în plus sau locuri vacante în rețea) și este pur, deci nu conține atomi străini. Avînd în vedere starea fizico-chimică pretinsă cristalelor semiconductoare destinate fabricării dispozitivelor electronice cu corp solid, acestea, cînd nu sînt dotate cu impurități, sînt considerate uzual ca monocristale.

SEMICONDUCTORUL LA  $T = 0\text{K}$ . Să presupunem că un asemenea cristal, de exemplu de Si, se află la o temperatură foarte joasă, teoretic la  $T = 0\text{K}$ .

În fig. 1.1.1 se redă, într-o reprezentare simbolică bidimensională (a), rețeaua de Si și diagrama corespunzătoare de benzi energetice (b) (figurînd doar benzile de interes: BV, BC și banda interzisă dintre acestea, BI). Să explicăm, în cele două reprezentări comportarea electrică a semiconductorului.

Legătura covalentă (fig. 1.1.1 a) este simbolizată prin două bare purtînd electronii corespunzători, figurați prin puncte, care provin de la doi atomi vecini. În jurul fiecărui atom, octetul electronic realizează cele 4 legături covalente ale atomului respectiv cu cei patru atomi vecini. Dacă se aplică din exterior un cîmp electric de intensitate  $\mathcal{E}$  uzuală în practică (sub valoarea de străpungere a semiconductorului, care este de  $30\text{ V}/\mu\text{m}$  la Si și  $8\text{ V}/\mu\text{m}$  la Ge), acesta nu poate comunica electronilor de valență energia necesară pentru desprinderea de atomii proprii și trecerea lor în rețea. Deci, nu apare conducția electrică.

În diagrama de benzi (fig. 1.1.1 b),  $E$  reprezintă energia curentă totală a electronului. În BV, toate nivelurile (mai precis stările energetice) sînt ocupate de electroni conform principiului lui Pauli. Adică, într-o astfel de stare se pot afla cel mult doi electroni cu spini opuși. S-a ha-

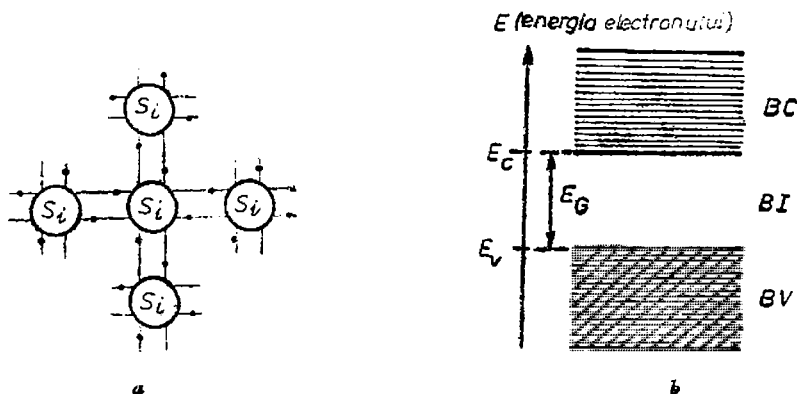


Fig. 1.1.1.

șurat BV, ca semn că toate nivelurile ei sînt ocupate. Prin  $E_V$  s-a notat nivelul superior al BV. În BC, toate nivelurile sînt libere. Nivelul inferior al BC este notat cu  $E_C$ . În BI nu există niveluri permise electronilor. Lărgimea benzii interzise, notată cu  $E_G$  (de la energy gap — discontinuitate a energiei), este un parametru important al semiconductoarelor ( $E_G$  este 1,1 eV la Si, 0,67 eV la Ge și 1,4 eV la GaAs). Avem  $E_G = E_C - E_V$ . Aplicînd § de val oarezuală, electronii din BV nu pot deveni mobili, pentru că nu-și pot crește energia (cu componenta cinetică necesară). Și nu este posibil acest lucru, pentru că electronii nu au stări energetice superioare disponibile în BV. Pentru trecerea în BC, unde astfel de stări există, electronul trebuie să-și crească energia cel puțin cu  $E_G$ , ceea ce cîmpul electric nu poate comunica.

Prin urmare, la  $T = 0\text{K}$ , practic la temperaturi foarte joase, semiconductorul se comportă ca un izolan, deoarece nu are purtători mobili de sarcină electrică.

SEMICONDUCTORUL LA  $T > 0\text{K}$ . Să presupunem acum că semiconductorul se află la  $T > 0$ , de exemplu la temperatura camerei (300 K). Urmărim fig. 1.1.2, a și b.

Datorită energiei termice absorbite de cristal, unui electroni se desprind din atomii proprii (numai unui datorită caracterului statistic al distribuției energiei termice înmagazinate în cristal). Electronii desprinși din atomii proprii devin electroni de conducție, liberi să se miște în rețea, deci devin purtători mobili de sarcină negativă. Un astfel de purtător însă, cum este electronul de conducție 1 (fig. 1.1.2, a), lasă un loc liber 2. Datorită energiei termice, un electron 3, dintr-o altă legătură covalentă, poate ocupa, cu mare probabilitate, locul liber 2. Deplasării electronului de valență din poziția 3 în 2 (săgeata continuă) îi corespunde deplasarea echivalentă a locului liber din 2 în 3 (săgeata întreruptă) ș.a.m.d. Putem atunci să substituim deplasarea electronului de valență cu aceea în sens opus a locului liber. Locul liber mobil se numește gol. El are sarcina pozitivă, pentru că în orice situație, deci și la aplicarea unui cîmp electric, se mișcă în

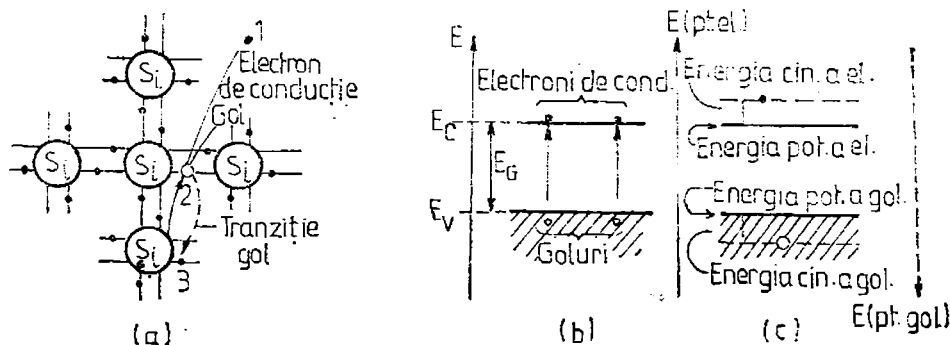


Fig. 1.1.2.

sens opus electronului cu care-și schimbă poziția. Golurile sînt, deci, purtători mobili de sarcină pozitivă.

În modelul benzilor de energie, la  $T > 0$  K (fig. 1.1.2, b) unii electroni din BV, datorită distribuției statistice a energiei termice, primesc o energie egală sau mai mare decît  $E_C$  și trec în BC ca electroni de conducție. Ei au devenit purtători mobili, întrucît își pot crește energia cu o componentă cinetică, avînd în vedere că în BC există stări energetice libere pe care le pot ocupa. Dar electronii care au trecut în BC au lăsat în BV locuri neocupate. Aceste locuri sînt mobile, deci reprezintă goluri, fiindcă își pot crește energia cu o componentă cinetică. Creșterea energiei unui gol înseamnă de fapt creșterea energiei unui electron din BV și care rămîne în BV, ceea ce este acum posibil, pentru că electronii au la dispoziție nivelurile superioare eliberate. Observăm că un gol căruia îi crește energia, coboară în diagrama energetică, fapt indicat în fig. 1.1.2, c prin săgeata întreruptă. (Cînd nu se specifică altfel în diagramă, sensul de creștere a energiei  $E$  se referă la electroni.)

Prin urmare, la  $T > 0$  K, practic la temperaturi uzuale și înalte, în semiconductorul fără impurități apar purtători mobili de sarcină — electroni de conducție și goluri. Din cele arătate rezultă că nivelul  $E_C$  corespunde energiei potențiale a electronului de conducție, iar nivelul  $E_V$  corespunde energiei potențiale a golului. La aplicarea unui cîmp electric  $\mathcal{E}$ , purtătorii își pot crește energia pe seama cîmpului, asigurînd conducția electrică. În diagrama din fig. 1.1.2, c se arată că dacă un electron de conducție sau un gol are o energie superioară nivelului  $E_C$ , respectiv inferioară lui  $E_V$ , atunci electronul sau golul posedă o energie cinetică egală cu diferența dintre energia lui și  $E_C$ , respectiv  $E_V$ .

**SEMICONDUCTORUL INTRINSEC.** Din mecanismul de generare a purtătorilor observăm că electronii (de conducție)\* și golurile apar în perechi. Spunem că se generează perechi electron-gol. Concentrația electronilor se notează cu  $n$  iar a golurilor cu  $p$  ( $[n], [p] = \text{cm}^{-3}$ ). În condiții de echilibru termic, concentrațiile se notează cu  $n_0$  și  $p_0$ . Avînd în vedere generarea purtătorilor în perechi, în cazul semiconductorului fără impurități cele două concentrații sînt egale, iar valoarea lor comună se notează  $n_i$  și se numește concentrație intrinsecă de purtători.

În cazul de față avem deci

$$n_0 = p_0 = n_i. \quad (1.1.1)$$

Dacă, într-un semiconductor, concentrația electronilor este egală cu concentrația golurilor, el se numește semiconductor intrinsec. Deci, semiconductorul fără impurități este un semiconductor intrinsec.

Adesea, se identifică noțiunea de semiconductor fără impurități cu cea de intrinsec, acest lucru nefiînd tocmai corect, deoarece starea intrinsecă, definită prin rel. (1.1.1), se obține și la semiconductoare cu impurități.

\* Cînd nu apar confuzii spunem electron în loc de electron de conducție.



Generarea de acest tip, în perechi, se numește generare intrinsecă (uncori, generare termică). Deși în condiții uzuale concentrația purtătorilor generați intrinsec este relativ mică (pentru Si la  $T = 300\text{ K}$   $n_i = 1,5 \cdot 10^{10}\text{ cm}^{-3}$ , concentrația atomică fiind de  $5 \cdot 10^{22}$  atomi de Si/cm<sup>3</sup>; apare deci cam o pereche electron-gol la  $10^{12}$  atomi de Si), mecanismul de generare intrinsecă este important în funcționarea dispozitivelor semiconductoare. Vom arăta în continuare, dar merită subliniat de pe acum, că  $n_i$  crește cu  $T$  și scade cu  $E_G$  după legea exponențială  $n_i \sim \exp(-E_G/2kT)$ , unde  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}\text{ J/K}$  este constanta lui Boltzmann.

În absența unui câmp electric, purtătorii au o mișcare termică haotică, întreruptă de ciocniri, din care nu apare un transport net de sarcină. Prin aplicarea unui câmp, peste mișcarea termică se suprapune una dirijată, rezultând un transport net de sarcină, deci un curent electric. De menționat că cei doi curenți, de electroni și de goluri, se însumează, deoarece atât semnul sarcinilor transportate cât și sensul de deplasare în câmp sînt opuse pentru cele două tipuri de purtători.

### 1.1.3. GENERAREA PURTĂTORILOR ÎN SEMICONDUCTOARELE CU IMPURITĂȚI

Din procesul de fabricație sînt încorporate în semiconductoare și impurități — în mod intenționat sau nu. Din cauza acestora, în afară de generarea intrinsecă, apare și un alt mecanism de producere a purtătorilor de sarcină și anume, generarea prin impurități.

Pentru semiconductoarele tetravalente (Si, Ge), destinate fabricării dispozitivelor electronice cu corp solid, este importantă impurificarea controlată (numită și dotare sau dopare) cu atomi pentavalenți, respectiv trivalenți. Aceasta se efectuează în scopul obținerii de semiconductoare cu anumite proprietăți electrofizice, dozarea impurităților controlîndu-se cu precizie.

**SEMICONDUCTORUL DE TIP  $n$ .** Se obține un semiconductor de tip  $n$ , dotînd monocristalul de Si sau Ge cu impurități pentavalente, cum sînt, de exemplu, atomii de fosfor, arsen sau stibiu. Concentrația tipică  $N_D$  a atomilor de impuritate este cuprinsă între  $10^{14}$  și  $10^{18}\text{ cm}^{-3}$ , deci  $N_D \gg n_i$ , dar  $N_D$  este mult inferior concentrației atomilor de bază: de  $10^4$  pînă la  $10^8$  ori mai mic. Aceasta înseamnă, de exemplu, că un atom de P apare la un milion de atomi de Si.

Să examinăm, în reprezentarea de legături covalente (fig. 1.1.3, *a*), precum și în cea de benzi (fig. 1.1.3, *b*), influența impurităților pentavalente — de exemplu atomi de fosfor (P) — care se substituie unor atomi de Si. În simbolul circular, care desemnează restul atomic (atomul fără electronii de valență) din fig. 1.1.3, *a*, am înscris sarcina electrică respectivă (ca număr de sarcini elementare):  $+4e$  pentru Si și  $+5e$  pentru P.

Patru din electronii de valență ai atomului de P realizează legăturile covalente necesare, asigurîndu-i stabilitatea în rețea. Al 5-lea electron de

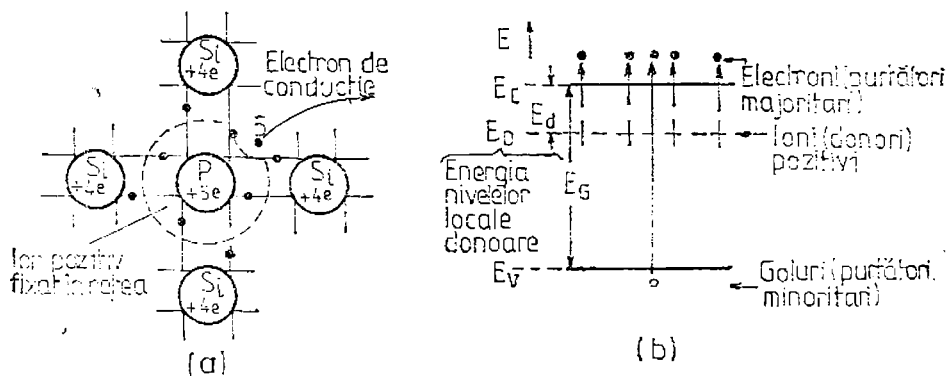


Fig. 1.1.3.

valență (notat 5 în figură), nefiind prins într-o legătură covalentă, poate fi ușor eliberat din atom; energia necesară, numită energie de ionizare a impurității, este foarte mică: cca. 0,05 eV pentru Si și 0,01 eV pentru Ge. La  $T = 300$  K, practic, toți acești electroni (cel de al 5-lea la fiecare atom de P) sînt desprinși din atomii de impuritate devenind electroni de conducție. Lipsindu-le cîte un electron, atomii de P devin ioni pozitivi, fixați în rețeaua cristalină. Spunem, la asemenea temperaturi sau mai înalte, că s-a obținut ionizarea completă a impurităților.

Prin urmare, atomii pentavalenți donează rețelei electroni de conducție, din care cauză ei se numesc (atomi) donori. La temperaturi uzuale, practic, fiecare donor furnizează rețelei cîte un electron de conducție; acest mecanism se numește generare de purtători prin impurități, în cazul de față — generare de electroni de conducție. De subliniat că atomii donori nu furnizează și goluri, ci electroni de conducție (care sînt purtători mobili de sarcină) și ioni pozitivi care nu participă la conducția electrică, ne fiind mobili, ci fixați în rețea.

Evident că și prin generare intrinsecă se produc purtători de sarcină, perechi electron-gol. Numărul lor este însă incomparabil mai mic decît al electronilor generați prin impurități, așa că, în condiții uzuale  $n \gg p$ . Pentru acest motiv, semiconductorul dotat cu atomi donori se numește semiconductor de tip  $n$ , electronii sînt purtători de sarcină majoritari iar golurile sînt purtătorii de sarcină minoritari. Mai spunem că semiconductorul respectiv prezintă conductibilitate electronică sau de tip  $n$ .

În reprezentarea de benzi (v. fig. 1.1.3, b), impuritățile donoare induc niveluri locale permise (numite și ele niveluri donoare) de energie  $E_D$  în BI, dar foarte apropiate de  $E_C$ ; diferența  $E_d \equiv E_C - E_D$  este chiar energia de ionizare a donoarelor (aprox. 0,05 eV la Si și 0,01 eV la Ge). Deși  $E_D$  este unic (pentru semiconductor de bază și atom donor dați), spunem că se induc niveluri locale (sau discrete) și nu un nivel continuu deoarece, cum am arătat, donorii sînt foarte rari în rețea și, ca urmare, un astfel de nivel permis este spațial localizat în regiunea donorelor inductor. Atunci aceste niveluri sînt independente în fapt și deci, constrîngerile principiului

de exclusiune al lui Pauli se aplică doar fiecărui nivel separat. (De altfel și în fig. 1.1.3,  $b$  este sugerat caracterul discret al nivelurilor donoare prin marcarea cu linie întreruptă a nivelului  $E_D$ .)

La  $T = 0$  K, nivelurile donoare sînt ocupate cu electroni (al 5-lea la fiecare donor). La temperaturi uzuale, ca  $T = 300$  K, practic toate aceste niveluri se eliberează, deoarece electronii obțin cu ușurință energia mică  $E_A$  pentru a efectua tranziția în BC, devenind electroni de conducție. Donorii se ionizează pozitiv, stare marcată în diagramă prin semnele  $+$  asociate nivelurilor donoare. Un număr foarte mic de perechi electron-gol se generează prin trecerea unor electroni din BV în BC peste banda interzisă de lărgime  $E_G \gg E_A$ .

**SEMICONDUCTORUL DE TIP  $p$ .** Un semiconductor de tip  $p$  se obține prin dotarea monocristalului de Si sau Ge cu impurități trivalente ca B, Al, Ga, In, valorile tipice ale concentrației impurităților fiind  $N_A \in (10^{14}; 10^{18} \text{ cm}^{-3})$ .

În fig. 1.1.4 se prezintă modelul de legături covalente (a) și cel de benzi (b), corespunzătoare dotării siliciului cu atomi de bor. Cei trei electroni de valență ai atomului de B completează numai trei din cele patru legături covalente necesare. Deci, o legătură rămîne incompletă, cu un loc liber (locul 1 din fig. 1.1.4, a). Un electron de la un atom vecin de Si, ca de exemplu cel plasat în poziția 2, poate completa cu ușurință locul 1. Energia de care are nevoie (energia de ionizare a impurității trivalente) este tot foarte mică: aproximativ 0,05 eV pentru Si și 0,01 eV pentru Ge. Completîndu-se cea de a 4-a legătură covalentă, ionul negativ de bor rezultat rămîne fixat în rețea. Dar o dată cu saltul electronului de valență din poziția 2 în 1 (v. săgeata plină în fig. (a)), locul liber efectuează saltul exact în sens invers, din 1 în 2 (v. săgeata întreruptă) și secvența respectivă se poate repeta din atom în atom. Locul liber este deci mobil: el reprezintă un gol furnizat rețelei de către atomul de bor, care a acceptat un electron de valență de la atomul vecin de Si. Din această cauză, atomii trivalenți se numesc acceptori.

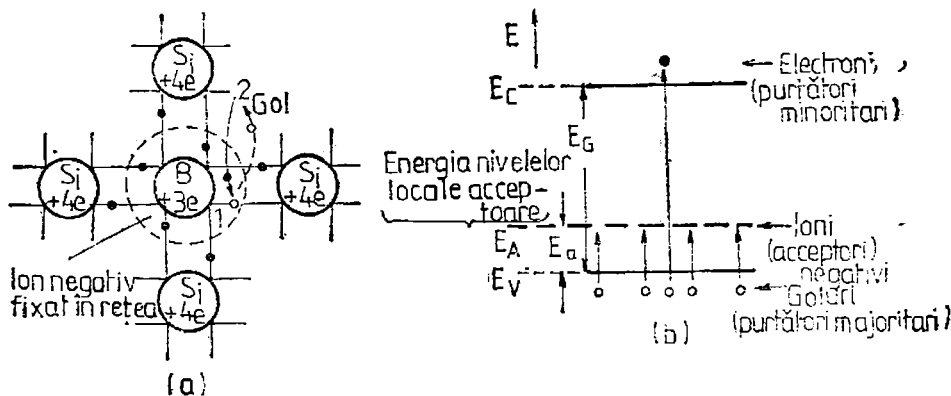


Fig. 1.1.4.

La temperaturi uzuale, în particular la  $T = 300$  K, fiecare acceptor furnizează câte un gol, obținându-se ionizarea completă a impurităților. Acesta este mecanismul de generare de purtători de sarcină pozitivă (goluri) prin impurități (trivalente). Subliniem faptul că atomii acceptori nu furnizează și electroni de conducție, ci numai goluri (care sînt purtători mobili de sarcină), atomii respectivi devenind ioni negativi fixați în rețea.

Prin generare intrinsecă rezultă și un număr foarte mic de perechi electron-gol, deci în condiții uzuale  $p \gg n$ . Semiconductorul se numește de tip  $p$ ; golurile sînt purtătorii majoritari iar electronii — minoritari. Spunem despre acest semiconductor că prezintă conductibilitate electrică prin goluri sau de tip  $p$ .

În reprezentarea de bezni (fig. 1.1.4, b), impuritățile acceptoare induc în BI niveluri locale permise de energie  $E_A$ , în apropierea nivelului  $E_V$ . Diferența  $E_a = E_A - E_V$  este energia de ionizare a acceptorilor.

La  $T = 0$  K, nivelurile acceptoare sînt libere. La temperaturi uzuale, de exemplu la  $T = 300$  K, toate nivelurile acceptoare sînt ocupate, deoarece electronii de valență de pe nivelurile înalte ale BV obțin cu ușurință energia mică  $E_a$  pentru a efectua tranziția pe nivelurile  $E_A$ , lăsînd în BV tot atîtea goluri. Acceptorii se ionizează negativ. Un număr foarte mic de perechi electron-gol se generează prin trecerea unor electroni din BV în BC peste BI, de lărgime  $E_G \gg E_a$ .

## 1.2. CONCENTRAȚIA PURTĂTORILOR DE SARCINĂ

### 1.2.1. ELEMENTE DE STATISTICA PURTĂTORILOR

În capitolul de față ne ocupăm de determinarea concentrației electronilor de conducție și a golurilor la echilibru termic, adică a mărimilor  $n_0$  și  $p_0$ , în funcție de parametrii electrofizici ai semiconductorului și de temperatură. Mărimile  $n_0$  și  $p_0$  sînt de bază pentru studiul proceselor fizice din structurile semiconductoare și în primul rînd pentru determinarea curenților care se stabilesc prin structurile respective, în diferite regimuri de funcționare. Avînd în vedere că acesta din urmă este scopul urmărit, ne vom limita, pentru stabilirea concentrațiilor  $n_0$  și  $p_0$ , la efectele de prim ordin și la condițiile fizice uzuale de funcționare a dispozitivelor semiconductoare fundamentale.

În general, pentru determinarea concentrației electronilor în corpul solid, trebuie să cunoaștem legea de distribuție a lor după energie și structura stărilor permise — ceea ce înseamnă de fapt cunoașterea a două funcții de energie.

Deoarece electronilor li se aplică statistica cuantică Fermi-Dirac, prima funcție, notată  $f(E)$ , este funcția de distribuție Fermi-Dirac. Ea

reprezintă probabilitatea ca, la temperatura  $T$  de echilibru termic, o stare cuantică de energie  $E$  să fie ocupată de un electron. Ne așteptăm, desigur, ca probabilitatea  $f(E)$  de ocupare a stărilor să scadă cu creșterea energiei. De menționat că  $f(E)$  nu ține cont de faptul că stările respective pot să nu fie permise electronilor.

A doua funcție, care ține cont de faptul că unele stări nu sînt permise electronilor, este densitatea de stări energetice  $g(E)$ . Ea reprezintă numărul de stări energetice permise electronilor pe unitatea de volum din corpul solid și pe unitatea de interval energetic în jurul nivelului curent  $E$ . Altfel spus,  $g(E)$  arată dacă există niveluri permise în jurul lui  $E$  (atunci cînd  $g(E) \neq 0$ ) și cît de dese sînt aceste niveluri (valoarea sa indicînd numărul nivelelor pe  $\text{cm}^3$  și J).

Ca urmare, în intervalul energetic elementar  $dE$  avem  $g(E)dE$  stări permise pe  $\text{cm}^3$ . Atunci, numărul de electroni pe  $\text{cm}^3$ , cu energii cuprinse în intervalul  $dE$  din jurul lui  $E$ , este  $f(E)g(E)dE$ . (Valoarea  $g(E)$  include și factorul 2, pretins de faptul că într-o stare de energie  $E$  se pot afla doi electroni cu spini opuși.) Pentru un interval energetic finit avem:

$$\text{concentrația electronilor } (\text{cm}^{-3}) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} f(E)g(E)dE, \quad (1.2.1)$$

unde  $E_{\min}$  și  $E_{\max}$  sînt limitele aceluia interval energetic în care ne interesează concentrația electronilor. De exemplu, dacă  $E_{\min}$  și  $E_{\max}$  sînt limitele BC, atunci cu expresia (1.2.1) obținem concentrația electronilor de conducție.

**FUNCȚIA DE DISTRIBUȚIE FERMI-DIRAC.** Pentru că ne vom referi mai întîi la electronii din banda de conducție a semiconductorului (adică la electronii de conducție), notăm funcția Fermi-Dirac cu  $f_n(E)$ , rezervînd notația  $f_p(E)$  pentru forma pe care o ia această funcție cînd vom examina concentrația golurilor (mai precis, concentrația stărilor electronice neocupate din BV).

Funcția Fermi-Dirac are expresia

$$f_n(E) = \frac{1}{1 + \exp \frac{E - E_F}{kT}}, \quad (1.2.2)$$

unde  $E_F$  reprezintă potențialul electrochimic al electronilor din solid și se numește nivel (energie) Fermi. Parametrul  $E_F$  depinde de proprietățile semiconductorului — în particular de natura și concentrația impurităților — și de temperatură. În condițiile fizice în care funcționează dispozitivele semiconductoare de bază, se neglijează uneori dependența lui  $E_F$  de  $T$ . Din rel. (1.2.2) rezultă că: 1)  $E_F$  este energia stării pentru care probabilitatea de a fi ocupată de electron este  $1/2$ ; 2) la  $T = 0 \text{ K}$ ,  $E_F$  separă stările ocupate de cele neocupate. Desigur,  $E_F$  este ocupabil numai dacă este un nivel permis. Vom vedea că la semiconductoarele tipice funcționînd în condiții uzuale,  $E_F$  este plasat în BI.

În fig. 1.2.1., *b*, *c*, *d* sînt date graficele lui  $f_n(E)$  pentru semiconductorul intrinsec, respectiv de tip *n* și *p*, luînd abscisa  $E$  pe verticală, așa cum se obișnuiește, pentru a facilita corelarea cu diagrama de benzi, redată în fig. 1.2.1, *a*. S-au introdus în diagramă și notațiile particulare pentru  $E_F$ . El se notează  $E_i$  în semiconductorul intrinsec,  $E_{Fn}$  în semiconductorul de tip *n* și  $E_{Fp}$  în cel de tip *p*. Funcția de distribuție Fermi-Dirac este simetrică în jurul nivelului Fermi. După cum vom justifica în continuare, nivelul Fermi intrinsec  $E_i$  se află în mijlocul *BI*, indiferent de  $T$ ,  $E_{Fn}$  mai aproape de  $E_C$  iar  $E_{Fp}$  mai aproape de  $E_V$ , așa cum se arată în diagrama (*a*); cu creșterea temperaturii,  $E_{Fn}$  și  $E_{Fp}$  tind către mijlocul *BI*, reflectînd deplasarea către starea intrinsecă a semiconductoarelor cu impurități. Examinînd figurile (*b*), (*c*) și (*d*) în corelație cu (*a*), observăm că  $f_n(E_F) = 1/2$  și scade treptat cu creșterea lui  $E$ . Segmentul  $f_n(E_C)$  este o măsură a probabilității de existență a electronilor de conducție. De observat că pentru  $T = 0$  (v. rel. (1.2.2)),  $f_n(E) = 1$  dacă  $E < E_F$  și  $f_n(E) = 0$  dacă  $E > E_F$ . Deci, graficul lui  $f_n(E)$  pentru  $T = 0$  este o treaptă unitate cu saltul în  $E_F$ , ceea ce arată, precum am menționat, că  $E_F$ , la  $T = 0$ , separă stările ocupate de cele neocupate (v. graficul respectiv, pentru semiconductorul intrinsec, în fig. 1.2.1 *b*).

Deoarece probabilitatea unei stări electronice de a fi ocupată sau neocupată este egală cu unitatea, rezultă  $f_n(E) + f_p(E) = 1$ , de unde obținem

$$f_p(E) = 1 - f_n(E) = \frac{\exp \frac{E - E_F}{kT}}{1 + \exp \frac{E - E_F}{kT}}, \quad (1.2.3)$$

reprezentînd funcția Fermi-Dirac pentru goluri. În fig. 1.2.1, *b*, *c*, *d* s-au marcat și segmentele  $f_p(E_V)$ , care sînt proporționale cu probabilitatea de

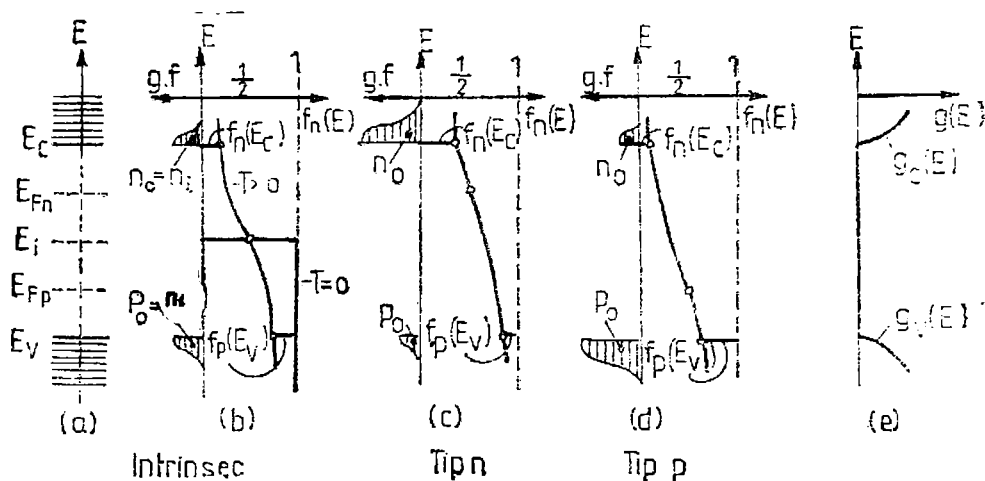


Fig. 1.2.1.



a găsi goluri în banda de valență. Observăm că  $f_p$  scade cu creșterea energiei golurilor.

**DENSITATEA DE STĂRI ENERGETICE.** În modelul electronilor cvasilibri al lui Sommerfeld — în care cristalul constituie pentru electroni o groapă finită de potențial — și care este aplicabil cu bună aproximație la metalele monovalente (Na, K, Cs), densitatea stărilor electronice (incluând și spinii) este dată de

$$g(E) = \frac{4\pi(2m_0)^{3/2}}{h^3} E^{1/2}, \quad (1.2.4)$$

unde  $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$  J.s este constanta lui Planck.

În modelul suprafețelor izoenergetice sferice, pe care se bazează teoria dispozitivelor semiconductoare uzuale, se ajunge la o densitate a stărilor energetice în banda de conducție și cea de valență similară ca formă cu exp. (1.2.4). Astfel, în BC apare în primul rînd restricția  $E > E_C$  și apoi, în locul masei  $m_0$ , se introduce  $m_n$  pentru a ține cont de periodicitatea spațială a potențialului în cristal. În felul acesta, pentru densitatea stărilor energetice permise electronilor în BC (în apropierea nivelului  $E_C$ ) rezultă expresia

$$g_C(E) = \frac{4\pi(2m_n)^{3/2}}{h^3} (E - E_C)^{1/2}. \quad (1.2.5)$$

Similar, pentru densitatea stărilor permise în BV (în apropierea nivelului  $E_V$ ), se obține rezultatul

$$g_V(E) = \frac{4\pi(2m_p)^{3/2}}{h^3} (E_V - E)^{1/2}. \quad (1.2.6)$$

Graficul densității stărilor este dat în fig. 1.2.1,  $e$ , cele două ramuri ( $g_C(E)$  și  $g_V(E)$ ) rezultînd din rel. (1.2.5), respectiv (1.2.6). Densitatea  $g(E)$  este deci, proporțională cu segmentul orizontal limitat de axa verticală  $E$  și curbă. Acest grafic exprimă intuitiv faptul că în BI nu există stări permise, că ele apar în BC, respectiv BV, și că densitatea lor crește o dată cu energia electronilor ocupanți, respectiv a golurilor.

## 1.2.2. CONCENTRAȚIA ELECTRONILOR DE CONDUȚIE

Determinarea concentrației  $n_0$  a devenit principal simplă. În rel. (1.2.1) se introduce  $f_n(E)$  dat de (1.2.2) și  $g_C(E)$  dat de (1.2.5), integrarea efectuîndu-se în limitele benzii de conducție. Limita inferioară este  $E_C$ . Ca limită superioară se poate lua, pentru simplificarea calculului,  $E_{max} = \infty$ , deoarece  $g_C(E)$  crește lent, iar  $f_n(E)$  scade foarte rapid cu  $E$ , astfel încît dincolo de BC produsul  $g_C(E) \cdot f_n(E)$  este practic nul.

Pentru semiconductoarele tipice funcționînd în condiții fizice uzuale, este îndeplinită, însă, condiția

$$E - E_F > 3kT. \quad (1.2.7)$$

Ca urmare,  $\exp (E - E_F)/kT \gg 1$  și deci, expresia (1.2.2) devine

$$f_n(E) \simeq \exp \left( -\frac{E - E_F}{kT} \right), \quad (1.2.8)$$

adică  $f_n(E)$  se reduce la funcția de distribuție Boltzmann, ceea ce simplifică efectiv calculul concentrației electronilor din banda de conducție la echilibru termic. Folosind rel. (1.2.1), împreună cu (1.2.5) și (1.2.8), rezultă

$$n_0 = \int_{E_c}^{\infty} g_c(E) f_n(E) dE = \frac{4\pi(2m_n)^{3/2}}{h^3} \int_{E_c}^{\infty} (E - E_c)^{1/2} \exp \left( -\frac{E - E_F}{kT} \right) dE.$$

Se operează schimbarea de variabilă:  $(E - E_c)/kT = y$ ; atunci  $E - E_c = kTy$ ,  $dE = kTdy$ ,  $(E - E_F)/kT = (E - E_c)/kT + (E_c - E_F)/kT = y + (E_c - E_F)/kT$ , iar limitele integralei vor fi 0 și  $\infty$ . Expresia precedentă a lui  $n_0$  ia forma

$$n_0 = \frac{4\pi(2m_n)^{3/2}}{h^3} (kT)^{3/2} \exp \left( -\frac{E_c - E_F}{kT} \right) \int_0^{\infty} \sqrt{y} \exp(-y) dy. \quad (1.2.9)$$

Dar integrala din (1.2.9) este funcția gamma a lui Euler,  $\Gamma(3/2)$ , adică

$$\Gamma(3/2) \equiv \int_0^{\infty} \sqrt{y} \exp(-y) dy = \sqrt{\pi}/2. \text{ (Funcția gamma de argument oare-$$

$$\text{care } x > 0 \text{ este } \Gamma(x) = \int_0^{\infty} y^{x-1} \exp(-y) dy.)$$

Introducînd în (1.2.9) valoarea lui  $\Gamma(3/2)$ , rezultă

$$n_0 = N_c \exp \left( -\frac{E_c - E_F}{kT} \right), \quad (1.2.10)$$

unde

$$N_c \equiv 2 \left( \frac{2\pi m_n kT}{h^3} \right)^{3/2}, \quad (1.2.11)$$

și se numește densitate efectivă a stărilor în BC. Dacă înlocuim valorile constantelor în (1.2.11), rezultă pentru  $N_c$  expresia practică

$$N_c = 2,5 \cdot 10^{19} \left( \frac{m_n}{m_0} \right)^{3/2} \left( \frac{T}{300} \right)^{3/2} (\text{cm}^{-3}), \quad (1.2.12)$$

care ne explicitează și ordinul de mărime la temperaturi uzuale.

În fig. 1.2.1, *b*, *c*, *d* este reprezentată, sugestiv, distribuția energetică a electronilor în BC, obținută prin efectuarea grafică a produsului  $g_c(E) \cdot f_n(E)$ . Aria delimitată de graficul distribuției, axa  $E$  și orizontala  $E = E_c$  (aria hașurată) este proporțională cu mărimea  $n_0$  dată de rel. (1.2.10).

Expresia (1.2.10) ne arată că  $n_0$  este funcție de temperatură și de nivelul Fermi. Dependența de temperatură nu este evidentă și nici simplă, deoarece  $T$  intervine atât direct, în exponențiala din (1.2.10) și în expresia lui  $N_C$ , precum și indirect prin  $E_F$ , care, cum am menționat, este funcție de  $T$ .

Pentru a ilustra dependența de temperatură, s-a reprezentat, în fig. 1.2.2, graficul  $n_0(T)$  obținut experimental pentru Si de tip  $n$ , avînd o concentrație  $N_D$  de valoare tipică ( $\approx 10^{16}$  cm $^{-3}$ ). S-a redat, în aceeași

figură și pentru același material, abaterea  $E_{Fn} - E_i$  a nivelului Fermi față de mijlocul BI (unde este plasat  $E_i$ ). De asemenea, s-a reprezentat  $n_i(T)$  la Si.

Graficul  $n_0(T)$  reflectă cu claritate atât procesele fizice, cît și concordanța cu dependența teoretică (1.2.10). Pînă la  $T \approx 100 \dots 150$  K se ionizează treptat donorii și  $E_{Fn}$  coboară lent; ca urmare,  $n_0$  crește cu  $T$ , practic, după legea  $\exp(-\text{const}/T)$ . Pentru  $T \ll (150, 500 \text{ K})$ ,  $n_0 \approx N_D = \text{const.}$ , deoarece toți donorii s-au ionizat, iar generarea intrinsecă este nesemnificativă ( $n_i \ll N_D$ ); aici, creșterea lui  $T$  este compensată de coborîrea rapidă a lui  $E_{Fn}$ , astfel ca  $(E_C - E_{Fn})/kT$  să se conserve. Peste  $T \approx 500$  K,  $n_i$  devine comparabil sau preponderent față de  $N_D$ , iar  $E_{Fn}$  coboară din nou lent; rezultă iarăși o creștere a lui  $n_0$  după legea  $\exp(-\text{const.}/T)$  determinată de generarea intrinsecă de perechi electron-gol. (Influența factorului  $T^{3/2}$  din  $N_C$  este de ordinul doi.)

Este de reținut faptul remarcabil că într-un interval relativ mare de temperaturi (150 ... 500 K), care include temperaturile uzuale de funcționare ale dispozitivelor semiconductoare, concentrația purtătorilor majoritari (aici  $n_0$ ) este independentă de temperatură.

### 1.2.3. CONCENTRAȚIA GOLURILOR. SEMICONDUCTOARE NEDEGENERATE

Pentru aflarea concentrației  $p_0$  a golurilor în semiconductor la echilibru termic, procedăm ca și în cazul lui  $n_0$ .

Menționăm mai întîi că pentru semiconductoarele tipice funcționînd în condiții fizice uzuale este îndeplinită condiția

$$E_F - E > 3kT, \quad (1.2.13)$$

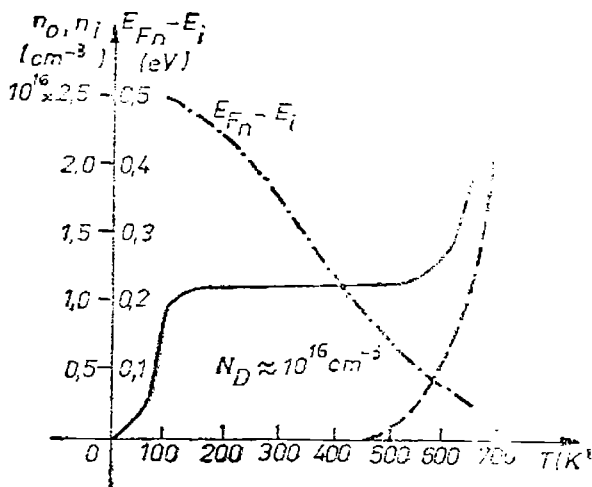


Fig. 1.2.2.

unde, evident, de data aceasta  $E$  reprezintă energia curentă a stărilor electronice din BV (valoarea maximă fiind  $E_V$ ). În acest caz,  $\exp(E - E_F)/kT = \exp[-(E_F - E)]/kT \ll 1$  și deci, exp. (1.2.3) devine:

$$f_p(E) \simeq \exp\left(-\frac{E_F - E}{kT}\right), \quad (1.2.14)$$

deci și distribuția golurilor după energie este cea clasică, de tip Maxwell-Boltzmann. Folosind rel. (1.2.1) — de data aceasta pentru goluri, adică pentru stările electronice neocupate din BV — împreună cu (1.2.6) și (1.2.14) obținem

$$p_0 = \int_{-\infty}^{E_V} g_V(E) f_p(E) dE = \frac{4\pi(2m_p)^{3/2}}{h^3} \int_{-\infty}^{E_V} (E_V - E)^{1/2} \exp\left(-\frac{E_F - E}{kT}\right) dE.$$

Justificarea limitelor de integrare și detaliile de calcul sînt similare celor din cazul deducerii concentrației  $n_0$ . Rezultatul care se obține este:

$$p_0 = N_V \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{kT}\right), \quad (1.2.15)$$

unde

$$N_V \equiv 2 \left( \frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{3/2}, \quad (1.2.16)$$

și reprezintă densitatea efectivă a stărilor în BV. Înlocuind constantele, rezultă

$$N_V = 2,5 \cdot 10^{19} \left( \frac{m_p}{m_0} \right)^{3/2} \left( \frac{T}{300} \right)^{3/2} (\text{cm}^{-3}) \quad (1.2.17)$$

În fig. 1.2.1,  $b$ ,  $c$ ,  $d$  este reprezentată, în partea inferioară a graficelor, distribuția golurilor în BV dată de produsul  $g_V(E) \cdot f_p(E)$ ; aria hașurată delimitată de graficul distribuției este o măsură a lui  $p_0$ .

Din (1.2.15) rezultă că  $p_0 = p_0(T, E_F)$ . Dacă se examinează un semiconductor  $p$  în ce privește dependența explicită  $p_0(T, E_F)$ , constatările sînt similare celor discutate la semiconductorul  $n$ , pe baza fig. 1.2.2. Evident, de data aceasta, cu creșterea lui  $T$ ,  $E_F$  va urca apropiindu-se de mijlocul BI, adică de nivelul Fermi intrinsec, ceea ce este în concordanță cu exp. (1.2.15).

Din analiza efectuată în acest capitol și precedentul (1.2.2) a rezultat că dacă sînt îndeplinite condițiile (1.2.7) și (1.2.13), se poate aplica, pentru calculul concentrațiilor de echilibru  $n_0$  și  $p_0$ , statistica Boltzmann în locul statisticii Fermi-Dirac. Un semiconductor care satisface condițiile menționate, adică al cărui nivel Fermi este plasat în BI mai jos de  $E_C$  sau mai sus de  $E_V$  cu cel puțin  $3 kT$ , se numește semiconductor nedegenerat; lui i se poate aplica, cu bună aproximație, statistica Boltzmann, concentrațiile  $n_0$  și  $p_0$  fiind date de rel. (1.2.10), respectiv (1.2.15). Altfel, semiconductorul este degenerat și studiul lui trebuie făcut pe baza statisticii Fermi-Dirac.

Semiconductoarele tipice, folosite la fabricarea dispozitivelor electronice de bază — diode, tranzistoare, circuite integrate — funcționând în condiții fizice uzuale, sînt după cum am arătat, semiconductoare nedegenerate. În particular, ele se caracterizează prin concentrații de impurități care nu ating valori de ordinul  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ .

Subliniem faptul important că poziția nivelului Fermi este suficientă pentru a preciza tipul semiconductorului. Pentru un semiconductor de structură (fizico-chimică) dată și la temperatură (de echilibru) precizată, există în nivel Fermi unic,  $E_F$ . Dacă el ocupă poziția  $E_i$  (v. fig. 1.2.1, *a*), care se află aproximativ la mijlocul BI, semiconductorul este intrinsec și concentrațiile  $n_0$  și  $p_0$  sînt egale, valoarea comună fiind  $n_i$  (concentrația intrinsecă). Dacă  $E_F$  este mai aproape de  $E_C$ , semiconductorul este de tip  $n$  și deci  $n_0 > p_0$ ; dacă  $E_F$  este mai aproape de  $E_V$ , semiconductorul este de tip  $p$  și avem  $p_0 > n_0$ . Cînd  $E_F$  se deplasează în sus (deci cînd scade diferența  $E_C - E_F$ ), crește  $n_0$  și scade  $p_0$ ; cînd  $E_F$  se deplasează în jos (scăzînd diferența  $E_F - E_V$ ), atunci crește  $p_0$  și se reduce  $n_0$ . Cele menționate sînt în conformitate cu fig. 1.2.1, *b, c, d* și cu exp. (1.2.10) și (1.2.15).

#### 1.2.4. NIVELUL FERMI ȘI CONCENTRAȚIA PURTĂTORILOR ÎN SEMICONDUCTORUL INTRINSEC

Expresiile (1.2.10) și (1.2.15), care stabilesc legătura dintre concentrația  $n_0$  a electronilor, respectiv  $p_0$  a golurilor și temperatură, sînt generale, în sensul că ele se aplică deopotrivă semiconductoarelor cu și fără impurități la echilibru termic, dar nedegenerate. Am arătat că semiconductorul fără impurități este, cu o denumire mai cuprinzătoare, un semiconductor intrinsec. Vom analiza acest semiconductor, determinîndu-i, în condiții de echilibru termic, parametrii  $E_i$  și  $n_i$ .

**NIVELUL FERMI INTRINSEC.** Pentru un semiconductor intrinsec, nivelul Fermi se determină înlocuind în relațiile (1.2.10) și (1.2.15) pe  $E_F$  cu valoarea sa particulară  $E_i$  și identificînd cele două concentrații în baza definiției semiconductorului intrinsec. Pentru cazul particular al semiconductorului fără impurități, egalitatea concentrațiilor de purtători este impusă de faptul natural că electronii și golurile se generează în perechi (rel. (1.1.1)).

Avem deci, pentru semiconductorul intrinsec

$$n_0 = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_i}{kT}\right) = n_i \quad (1.2.18)$$

și

$$p_0 = N_V \exp\left(-\frac{E_i - E_V}{kT}\right) = n_i, \quad (1.2.19)$$

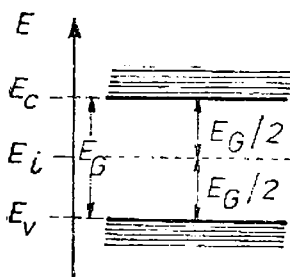


Fig. 1.2.3.

de unde,  $N_C \exp(E_i - E_C)/kT = N_V \exp(E_V - E_i)/kT$  sau  $\exp(E_i - E_C - E_V + E_i)/kT = N_V/N_C$  și deci  $2E_i = E_C + E_V + kT \ln N_V/N_C$ . De aici rezultă

$$E_i = \frac{E_C + E_V}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_V}{N_C} \quad (1.2.20)$$

Întrucît  $N_V/N_C$  este de ordinul unității, iar  $kT$  este neglijabil față de  $E_G$  la temperaturi uzuale, avem, cu bună aproximație

$$E_i \simeq \frac{E_C + E_V}{2}. \quad (1.2.21)$$

Prin urmare, nivelul Fermi intrinsec  $E_i$  este plasat la orice  $T$  în mijlocul benzii interzise, așa cum este redat prin linie punctată în fig. 1.2.3. La  $T = 0$ ,  $E_i$  ocupă în mod riguros această poziție.

**CONCENTRAȚIA INTRINSECĂ.** Pentru determinarea concentrației intrinseci putem folosi oricare din rel. (1.2.18) sau (1.2.19), dar obținem o expresie importantă pentru  $n_i$  făcînd produsul acestora, prin care se elimină  $E_i$ . Avem:  $n_0 p_0 \equiv n_i^2 = N_C N_V \exp[-(E_C - E_V)/kT]$  sau

$$n_0 p_0 \equiv n_i^2 = N_C N_V \exp\left(-\frac{E_G}{kT}\right), \quad (1.2.22)$$

deoarece  $E_G = E_C - E_V$ , precum și

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} \exp\left(-\frac{E_G}{2kT}\right). \quad (1.2.23)$$

Dacă introducem în (1.2.22) și (1.2.23) expresiile (1.2.12) și (1.2.17) ale densităților efective  $N_C$ , respectiv  $N_V$ , obținem relațiile

$$n_0 p_0 \equiv n_i^2 = 2,31 \cdot 10^{31} \left(\frac{m_n m_p}{m_0^2}\right)^{3/2} T^3 \exp\left(-\frac{E_G}{kT}\right) \quad (1.2.24)$$

și

$$n_i = 4,82 \cdot 10^{15} \left(\frac{m_n m_p}{m_0^2}\right)^{3/4} T^{3/2} \exp\left(-\frac{E_G}{2kT}\right) (\text{cm}^{-3}) \quad (1.2.25)$$

De subliniat dependența puternică a lui  $n_i$  de natura semiconductorului, prin intermediul lărgimii BI. Concentrația intrinsecă scade exponențial cu  $E_G$ . Astfel, la  $T = 300$  K,  $n_i$  are valoarea de  $2,4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  la Ge,  $1,45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  la Si și aproximativ  $9 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$  la GaAs.

În ce privește variația lui  $n_i$  cu temperatura, factorul  $T^{3/2}$  din rel. (1.2.25) este nesemnificativ, așa că, practic,  $n_i$  crește cu  $T$  după legea  $\exp(-E_G/2kT)$  (v. graficul punctat din fig. 1.2.2.). La  $T = 0$ , teoretic  $n_i = 0$  și rezistența ar trebui să tindă la infinit. Dar, în semiconductoarele reale rămîn totdeauna impurități care determină o rezistență finită la orice



temperatură. De menționat că dispozitivul numit termistor, utilizat ca traductor temperatură-rezistență, stabilizator de tensiune etc., folosește efectul de scădere cu temperatura a rezistenței unui semiconductor intrinsec, ca urmare a creșterii concentrației  $n_i$ .

## 1.2.5. NIVELUL FERMI ȘI CONCENTRAȚIA PURTĂTORILOR ÎN SEMICONDUCTOARELE CU IMPURITĂȚI

Examinînd în continuare consecințele care decurg din expresiile (1.2.10) și (1.2.15) ale concentrațiilor  $n_0$  și  $p_0$ , relativ la semiconductoarele cu impurități nedegenerate, vom obține două condiții de mare importanță practică, ce corelează mărimile  $n_0$  și  $p_0$ . Acestea sînt: ecuația de echilibru (termic) și ecuația de neutralitate (electrică). Mai înainte vom prezenta însă poziția nivelului Fermi, iar la sfîrșit vom stabili, cu ajutorul ecuațiilor amintite, relațiile practice pentru calculul concentrațiilor  $n_0$  și  $p_0$  în semiconductoarele impurificate tipice funcționînd în condiții fizice uzuale.

**NIVELUL FERMI.** Plecînd de la relațiile  $n_0 = N_C \exp [-(E_C - E_F)/kT]$  și  $p_0 = N_V \exp [-(E_F - E_V)/kT]$  valabile pentru orice semiconductor nedegenerat putem obține pentru  $n_0$  și  $p_0$  niște expresii echivalente în care să intervină însă numai parametrii  $n_i$  și  $E_i$  ai semiconductorului de bază și nivelul Fermi  $E_F$  al semiconductorului respectiv dotat cu impurități. Astfel, pentru  $n_0$  obținem

$$n_0 = N_C \exp \left( -\frac{E_C - E_F}{kT} \right) = N_C \exp \left( -\frac{E_C - E_i}{kT} \right) \exp \left( -\frac{E_i - E_F}{kT} \right)$$

sau

$$n_0 = n_i \exp \frac{E_F - E_i}{kT}, \quad (1.2.26)$$

deoarece  $N_C \exp [-(E_C - E_i)/kT] = n_i$  conform rel. (1.2.18). Similar, rezultă

$$p_0 = n_i \exp \frac{E_i - E_F}{kT}. \quad (1.2.27)$$

Expresiile (1.2.26) și (1.2.27) sînt cele căutate. Ele prezintă interes nu numai pentru simetria lor, dar și pentru utilitatea în examinarea unor proprietăți, precum și în aplicații. De reținut că  $n_0$  și  $p_0$  din rel. (1.2.26—27) se referă la unul și același material semiconductor, caracterizat prin  $n_i$  și  $E_i$  la temperatura  $T$  — cînd nu era dotat și prin  $E_F$  la același  $T$  — după dotarea cu impurități. Adesea, pentru evitarea ambiguității, cînd este vorba de un semiconductor  $n$ , rel. (1.2.26—27) se scriu folosind notațiile  $n_{n0}$ ,  $p_{n0}$  și  $E_{Fn}$  iar pentru unul  $p$ :  $n_{p0}$ ,  $p_{p0}$  și  $E_{Fp}$ .

Să examinăm acum ce se întâmplă cu poziția nivelului Fermi când semiconductorul se dotează cu donori, respectiv cu acceptori; sau altfel spus: cum este deplasat  $E_{Fn}$  față de  $E_i$ , respectiv  $E_{Fp}$  față de  $E_i$ ?

Răspunsul ni-l dau rel. (1.2.26–27).

a) În cazul semiconductorului  $n$ , rel. (1.2.26–27) se scriu:

$$n_{n0} = n_i \exp \frac{E_{Fn} - E_i}{kT}, \quad p_{n0} = n_i \exp \frac{E_i - E_{Fn}}{kT}. \quad (1.2.28)$$

Știm însă că la un semiconductor  $n$  avem  $n_{n0} > p_{n0}$ , electronii fiind purtătorii majoritari. Introducînd în această inegalitate exp. (1.2.28), rezultă  $\exp(E_{Fn} - E_i) > \exp(E_i - E_{Fn})$  sau  $E_{Fn} - E_i > E_i - E_{Fn}$ , deci

$$E_{Fn} > E_i. \quad (1.2.29)$$

Reținem că în semiconductorul de tip  $n$ , nivelul Fermi se află deasupra lui  $E_i$ .

b) În cazul semiconductorului  $p$  se schimbă doar notațiile în (1.2.28):

$$n_{p0} = n_i \exp \frac{E_{Fp} - E_i}{kT}, \quad p_{p0} = n_i \exp \frac{E_i - E_{Fp}}{kT}. \quad (1.2.30)$$

Dar, de data aceasta, avînd  $p_{p0} > n_{p0}$ , rezultă

$$E_{Fp} < E_i. \quad (1.2.31)$$

adică, în semiconductorul de tip  $p$  nivelul Fermi se află sub  $E_i$ .

În fig. 1.2.4 sînt date rezultatele precedente. De subliniat că, pentru un semiconductor impurificat,  $E_i$  este un nivel virtual, adică este nivelul Fermi pe care l-a avut semiconductorul cînd a fost intrinsec (neimpurificat). Un semiconductor posedă un singur  $E_F$  pe care, dacă dorim, îl

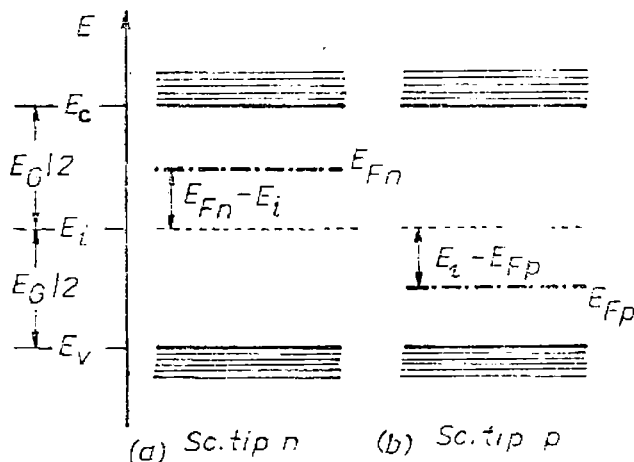


Fig. 1.2.4.

notăm cu  $E_{Fn}$  sau  $E_{Fp}$  pentru a preciza că semiconductorul este de tip  $n$ , respectiv  $p$ .

Relativ la efectul concentrației de impurități asupra lui  $E_F$ , la  $T = \text{const.}$ , menționăm că el este cu atât mai depărtat de  $E_i$  și mai apropiat de  $E_C$  sau  $E_V$ , cu cât  $N_D$ , respectiv  $N_A$ , este mai mare. Justificarea ne-o oferă rel. (1.2.28, respectiv 30), care, prin logaritmare, conduce la explicarea lui  $E_F$ :

$$E_{Fn} = E_i + kT \ln \frac{n_{n0}}{n_i}; \quad E_{Fp} = E_i - kT \ln \frac{p_{p0}}{n_i}. \quad (1.2.32)$$

Se observă acum, din (1.2.32), că majorînd pe  $N_D$  se mărește  $n_{n0}$  și urcă  $E_{Fn}$ ; analog, în semiconductorul  $p$ , mărind pe  $N_A$  crește  $p_{p0}$  și coboară  $E_{Fp}$ .

O altă problemă importantă o constituie dependența nivelului Fermi de temperatură, și care nu este simplă în general. Dar, dacă exceptăm temperaturile relativ joase (sub 150 K), putem arăta destul de ușor că prin creșterea lui  $T$ ,  $E_{Fn}$  coboară, iar  $E_{Fp}$  urcă, apropiindu-se asimptotic de  $E_i$ .

Astfel, după cum rezultă din fig. 1.2.2, în cazul unui semiconductor de tip  $n$ , cu o concentrație  $N_D$  de valoare uzuală ( $\approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ), există un interval larg de temperaturi (între 150 și 500 K), incluzînd deci și temperaturile de interes practic, în care  $n_{n0} \approx \text{const} \approx N_D$ . Folosind atunci relația  $n_{n0} = N_C \exp [-(E_C - E_{Fn})/kT]$ , în care efectuăm înlocuirea  $n_{n0} = N_D$ , rezultă  $\ln (N_C/N_D) = (E_C - E_{Fn})/kT$ , de unde:

$$E_{Fn} = E_C - kT \ln \frac{N_C}{N_D}. \quad (1.2.33)$$

Din (1.2.33) rezultă că  $E_{Fn}$  coboară cu creșterea lui  $T$ . Dependența cvasiliniară a lui  $E_{Fn}$  de  $T$  dată de (1.2.33) (neglijînd efectul de creștere a lui  $N_C$  cu  $T$ , care este secundar) reflectă efectiv o scădere, deoarece  $N_C/N_D > 1$ .

Pentru temperaturi la care concentrația electronilor generați intrinsec devine mare față de  $N_D$ , raportul  $n_{n0}/n_i$  tinde către unitate și atunci, conform rel. (1.2.32)

$$\lim_{n_{n0}/n_i \rightarrow 1} E_{Fn} = \lim_{n_{n0}/n_i \rightarrow 1} \left( E_i + kT \ln \frac{n_{n0}}{n_i} \right) = E_i, \quad (1.2.34)$$

astfel că  $E_{Fn}$  tinde către  $E_i$ , deci către mijlocul BI; adică, la temperaturi mari, semiconductorul de tip  $n$  se comportă ca unul intrinsec.

Aceste rezultate sînt în concordanță cu graficul  $E_{Fn} - E_i = f(T)$  din fig. 1.2.2, trasat pe baza calculelor riguroase.

În mod similar se arată și faptul că, la semiconductorul de tip  $p$ , în funcție de  $T$ , nivelul  $E_{Fp}$  urcă aproape liniar în domeniul de temperaturi pentru care  $p_{p0} \approx \text{const.} \approx N_A$ , tinzînd apoi asimptotic către  $E_i$ , cînd concentrația golurilor generate intrinsec devine mare în raport cu  $N_A$ .

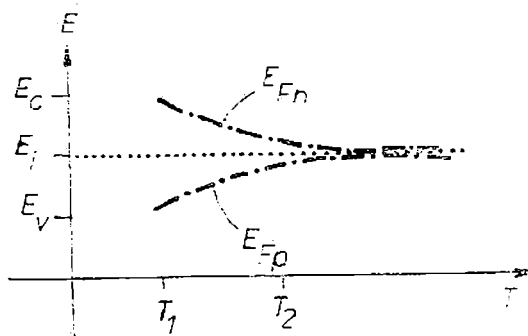


Fig. 1.2.5.

În fig. 1.2.5 sînt redat grafic, numai cu valoare calitativă, rezultatele analizei precedente referitoare la variația cu  $T$  a nivelului Fermi la semiconductorul  $n$ , respectiv  $p$ , pentru temperaturi superioare celei de ionizare completă a impurităților. Intervalul  $T_1 - T_2$  în care nivelul Fermi variază cvasiliniar cu  $T$  este plasat între 150 K și 500 K la semiconductoarele tipice.

**ECUAȚIA DE ECHILIBRU.** O relație fundamentală care leagă concentrațiile purtătorilor de sarcină într-un semiconductor la echilibru termic este cea de conservare a produsului  $p_0 n_0$  față de nivelul Fermi, deci implicit față de tipul și concentrația impurităților.

Într-adevăr, dacă înmulțim rel. (1.2.26–27), obținem egalitatea

$$p_0 n_0 = n_i^2, \quad (1.2.35)$$

care arată că produsul concentrațiilor de echilibru depinde prin  $n_i$  numai de semiconductorul de bază, adică de  $E_G$  și de temperatură.

De menționat că rel. (1.2.35) are o semnificație nouă față de cea de la semiconductorul intrinsec (v. rel. 1.2.22). Acolo  $n_i$  reprezenta o notație pentru valoarea comună  $p_0 = n_0$  a concentrațiilor de purtători în semiconductorul intrinsec. Acum, în cazul general al semiconductorilor cu impurități, expresia (1.2.35) nu este o notație, ci o relație de conservare, arătînd că deși  $p_0$  și  $n_0$  într-un astfel de semiconductor diferă, de regulă cu multe ordine de mărime, produsul lor păstrează valoarea de la semiconductorul respectiv neimpurificat, aflat la aceeași temperatură de echilibru. Astfel, dacă la un semiconductor  $n$  mărim pe  $n_{n0}$  prin creșterea lui  $N_D$ ,  $T$  fiind constant,  $p_{n0}$  trebuie să scadă, pentru ca produsul  $n_{n0} \cdot p_{n0}$  să dea  $n_i^2$ , care nu s-a modificat.

Relația (1.2.35) se numește ecuație sau condiție de echilibru (termic), deoarece ea este valabilă numai la echilibru termic. De altfel este și folosită pentru a aprecia dacă semiconductorul se află sau nu în starea de echilibru termic, după cum diferența  $pn - n_i^2$  este nulă sau diferită de zero. Această diferență reprezintă o măsură a abaterii de la starea de echilibru termic.

**ECUAȚIA DE NEUTRALITATE.** Condiția sau ecuația de neutralitate electrică este cea de a doua relație fundamentală, care leagă concentrațiile  $p_0$  și  $n_0$ . Ea este o consecință a faptului că într-un semiconductor dotat uniform cu impurități, densitatea de sarcină netă  $\rho_V$  este nulă în

orice element de volum. Avem în vedere că, global, semiconductorul este neutru electric iar structura sa este uniformă.

Referindu-ne la temperaturile uzuale pentru care practic toate impuritățile sînt ionizate și știind că  $p_V$  este dat de suma algebrică a sarcinilor fixe și mobile din unitatea de volum, rezultă  $p_V = e(N_D + p_0 - N_A - n_0) = 0$ , de unde

$$p_0 - n_0 = N_A - N_D. \quad (1.2.36)$$

Relația (1.2.36) reprezintă ecuația de neutralitate.

**EXPRESII PRACTICE PENTRU  $n_0$  ȘI  $p_0$ .** Ecuațiile (1.2.35–36) ne permit să stabilim expresii pentru calculul concentrațiilor  $n_0$  și  $p_0$  în cazurile frecvent întîlnite în practică, adică pentru semiconductoarele nedegenerate, dotate uniform cu impurități și aflate la temperaturi uzuale, care asigură ionizarea completă a impurităților.

Știind că, în general, semiconductoarele practice conțin atît impurități donoare, de concentrație  $N_D$ , cît și acceptoare, de concentrație  $N_A$ , rezultă că putem avea următoarele cazuri:

a) Semiconductor de tip  $n$ , cînd concentrația netă de impurități este donoare, deci cînd  $N_D > N_A$ .

În acest caz, sistemul:  $n_{n0} \cdot p_{n0} = n_i^2$ ;  $n_{n0} - p_{n0} = N_D - N_A$  conduce la concentrația electronilor majoritari

$$n_{n0} = \frac{1}{2} [N_D - N_A + \sqrt{(N_D - N_A)^2 + 4n_i^2}] \quad (1.2.37)$$

și concentrația golurilor minoritare

$$p_{n0} = n_i^2 / n_{n0}. \quad (1.2.38)$$

Dar, de regulă, în practică (la temperatura camerei)  $N_D - N_A \gg n_i$  și deci

$$n_{n0} \simeq N_D - N_A \quad \text{și} \quad p_{n0} \simeq n_i^2 / (N_D - N_A). \quad (1.2.39)$$

Expresiile cele mai simple se obțin cînd avem  $N_D \gg N_A$ ,  $n_i$ :

$$n_{n0} \simeq N_D \quad \text{și} \quad p_{n0} \simeq n_i^2 / N_D. \quad (1.2.40)$$

b) Semiconductorul de tip  $p$ , cînd concentrația netă de impurități este acceptoare, deci cînd  $N_A > N_D$ .

Rezultă expresiile exacte

$$p_{p0} = \frac{1}{2} [N_A - N_D + \sqrt{(N_A - N_D)^2 + 4n_i^2}] \quad (1.2.41)$$

și

$$n_{p0} = n_i^2 / p_{p0}, \quad (1.2.42)$$

iar pentru  $N_A - N_D \gg n_i$  avem

$$p_{p0} \simeq N_A - N_D \quad \text{și} \quad n_{p0} \simeq n_i^2 / (N_A - N_D). \quad (1.2.43)$$

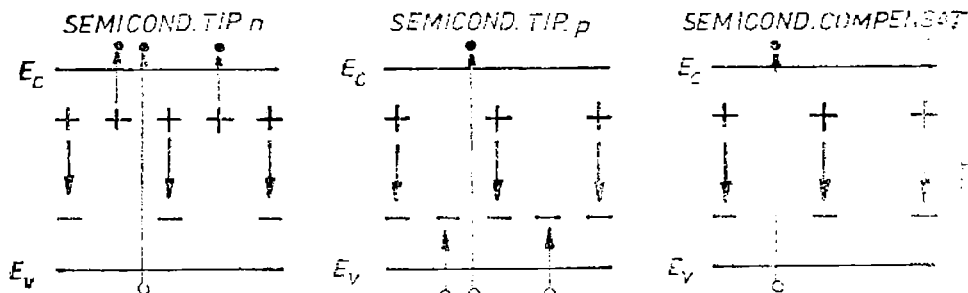


Fig. 1.2.6.

În sfârșit, dacă  $N_A \gg N_D$ ,  $n_i$ :

$$p_{p0} \simeq N_A \text{ și } n_{p0} \simeq n_i^2/N_A. \quad (1.2.44)$$

c) Semiconductor compensat, cînd  $N_A = N_D$ .

Pentru calculul concentrațiilor  $n_0$  și  $p_0$  în acest caz, putem aplica oricare din perechile de relații (1.2.37–38) sau (1.2.41–42). Găsim

$$n_0 = p_0 = n_i. \quad (1.2.45)$$

Deci, semiconductorul impurificat cu concentrații egale de donori și acceptori, numit semiconductor compensat, are comportare intrinsecă.

Din cele de mai sus rezultă (v. fig. 1.2.6) că electronii de pe nivelurile donoare completează mai întii niveluri acceptoare. Apoi, dacă  $N_D > N_A$ , restul electronilor de pe niveluri donoare trec în banda de conducție, rezultînd un semiconductor  $n$  (cazul a). Dacă  $N_A > N_D$ , restul nivelurilor acceptoare sînt ocupate de electroni din BV, rezultînd un semiconductor  $p$  (cazul b). În sfârșit, dacă  $N_A = N_D$ , nivelurile donoare și acceptoare compensîndu-se, ele nu furnizează purtători mobili de sarcină; singurii purtători sînt perechile electron-gol generate intrinsec (cazul c).

Observăm, din relațiile precedente, că, în condiții fizice uzuale, pentru calculul concentrației de purtători trebuie să cunoaștem concentrațiile de impurități și concentrația intrinsecă  $n_i$ , aceasta din urmă fiind dependentă de semiconductorul de bază și de temperatură conform rel. (1.2.25).

### 1.3. TRANSPORTUL PURTĂTORILOR DE SARCINĂ

În semiconductoare, transportul dirijat al purtătorilor de sarcină, și deci curentul electric, se produce, în principal, prin următoarele două mecanisme:

a) prin drift, adică prin antrenarea purtătorilor de către un câmp electric; curentul care se produce se numește curent de drift sau de câmp;

b) prin difuzie, adică prin deplasarea purtătorilor dintr-o regiune a semiconductorului unde concentrația lor este mai mare către regiuni în

care concentrația purtătorilor respectivi este mai mică; curentul electric astfel generat se numește curent de difuzie.

Prin urmare, apariția curentului de drift este condiționată de existența în semiconductor a unui gradient de potențial electric, iar a curentului de difuzie de existența unui gradient al concentrației de purtători de sarcină. (Într-o exprimare echivalentă, curentul de difuzie implică existența unui gradient al potențialului chimic, respectiv un gradient al diferenței  $E_C - E_F$  sau  $E_F - E_V$ .)

Scopul esențial urmărit în capitolul de față este acela de a exprima densitatea de curent în semiconductor în funcție de câmpul electric  $\vec{E}$  aplicat local și de gradientul concentrației electronilor,  $\nabla n$ , respectiv al golurilor,  $\nabla p$ , în punctul respectiv.

### 1.3.1. VITEZE DE DRIFT ȘI MOBILITĂȚI

Considerăm un semiconductor impurificat uniform. Dacă nu i se aplică un câmp electric, purtătorii de sarcină execută o mișcare termică, haotică. Deoarece într-un interval de timp finit nu există o deplasare netă de sarcină pe o direcție și într-un anumit sens, nu vom avea nici curent electric net.

Prin aplicarea unui câmp electric  $\vec{E}$ , se va suprapune peste mișcarea termică una ordonată, pe direcția lui  $\vec{E}$ ; aceasta din urmă, numită mișcare de drift (de antrenare), determină apariția unui curent electric net.

Dacă rețeaua cristalină a semiconductorului ar fi perfect periodică, purtătorii s-ar deplasa accelerat în câmpul  $\vec{E}$ , cu accelerațiile:

$$\vec{a}_n = \frac{\vec{f}_n}{m_n} = -\frac{e\vec{E}}{m_n} \quad (1.3.1)$$

pentru electroni și

$$\vec{a}_p = \frac{\vec{f}_p}{m_p} = \frac{e\vec{E}}{m_p} \quad (1.3.2)$$

pentru goluri. În rel. (1.3.1–2),  $\vec{f}_n = -e\vec{E}$  și  $\vec{f}_p = e\vec{E}$  reprezintă forța cu care câmpul acționează asupra electronului, respectiv asupra golului. Subliniem că se ține cont de condițiile specifice de mișcare a electronilor în corpul solid, în particular de structura periodică a rețelei cristaline, prin masele efective  $m_n$  și  $m_p$  ale electronului de conducție, respectiv golului.

Dar, periodicitatea rețelei cristaline este perturbată și, ca urmare, purtătorii nu sînt accelerați tot timpul. Există două cauze principale care perturbă periodicitatea rețelei, respectiv structura periodică a potențialului electric în cristal.

Prima cauză o constituie vibrațiile termice ale atomilor (sau ale rețelei). Pentru descrierea impactului rețea-purtători de sarcină mobili, este con-

venabil ca vibrațiilor termice ale rețelei să li se asocieze niște cvasiparticule, caracterizate adecvat, numite fononi. În felul acesta, vom spune că purtătorii de sarcină, accelerați în câmp, se ciocnesc cu fononii sau, într-o exprimare echivalentă, că purtătorii de sarcină suferă împrăștiere pe fononi sau pe rețea.

A doua cauză o constituie prezența impurităților, mai precis a ionilor de impuritate (la temperaturile uzuale). Prin urmare, purtătorii de sarcină se ciocnesc cu impurități sau suferă împrăștiere pe impurități.

În felul acesta, mișcarea unui purtător de sarcină, de exemplu a unui gol, în prezența lui  $\vec{E}$ , poate fi modelată ca în fig. 1.3.1, unde prin X am simbolizat centrele de împrăștiere (ciocniri), fononi sau impurități. Pe direcția lui  $\vec{E}$  există o deplasare netă, reprezentând componenta de drift a mișcării, impusă golului de către  $\vec{E}$ . Ea este întreruptă de ciocniri, fapt ce limitează viteza maximă a purtătorului de sarcină.

Ca urmare, mișcarea de drift a purtătorilor de sarcină poate fi caracterizată printr-o viteză medie constantă:  $\vec{v}_n$  — viteza de drift a electronilor și  $\vec{v}_p$  — viteza de drift a golurilor. Reținem deci, că viteza de drift este viteza medie cu care se deplasează, pe direcția câmpului, purtătorii de sarcină — electronii, respectiv golurile.

Pentru a exprima pe  $\vec{v}_n$  și  $\vec{v}_p$  în funcție de  $\vec{E}$ , putem considera că imediat după ciocnire viteza purtătorului pe direcția lui  $\vec{E}$  este nulă. Într-adevăr, deoarece după fiecare ciocnire direcția vitezei poate fi oricare, rezultă că media statistică a acestor viteze pe orice direcție, deci și pe direcția câmpului, este nulă. Înainte de ciocnire viteza pe direcția lui  $\vec{E}$  este maximă:  $\vec{a}_n t_c$  pentru electron și  $\vec{a}_p t_c$  pentru gol, unde  $\vec{a}_n$  și  $\vec{a}_p$  sînt date de rel. (1.3.1.—2), iar  $t_c$  reprezintă intervalul mediu de timp dintre două ciocniri succesive și pe care aici l-am considerat independent de  $\vec{E}$ ; el este, evident, funcție de parametrii semiconductorului și de temperatură. În consecință, obținem pentru vitezele de drift expresiile:

$$\vec{v}_n \equiv \frac{1}{2} \vec{a}_n t_c = -\frac{e t_c}{2 m_n} \vec{E} \quad (1.3.3)$$

și

$$\vec{v}_p \equiv \frac{1}{2} \vec{a}_p t_c = \frac{e t_c}{2 m_p} \vec{E}. \quad (1.3.4)$$

Mărimile

$$\mu_n \equiv e t_c / 2 m_n \text{ și } \mu_p \equiv e t_c / 2 m_p \quad (1.3.5)$$

reprezintă mobilitatea electronilor, respectiv mobilitatea golurilor, cu unitatea de măsură  $[\mu] = [v]/[E] = m \cdot s^{-1}/V \cdot m^{-1} = m^2/V \cdot s$ .

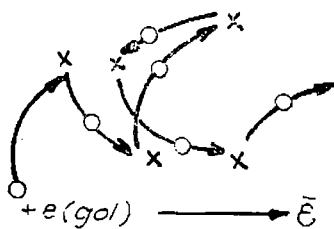


Fig. 1.3.1.



Atunci, vitezele de drift se scriu :

$$\vec{v}_n = -\mu_n \vec{\mathcal{E}} \quad \text{și} \quad \vec{v}_p = \mu_p \vec{\mathcal{E}}. \quad (1.3.6)$$

Reținem deci, că mișcarea purtătorilor are două componente: una haotică, de agitație termică, și alta de drift, determinată de  $\vec{\mathcal{E}}$  și dirijată pe direcția lui  $\vec{\mathcal{E}}$ . Componenta de drift a mișcării este deplasarea de ansamblu a electronilor și golurilor cu vitezele  $\vec{v}_n$ , respectiv  $\vec{v}_p$ , date de rel. (1.3.6).

Pentru cîmpuri  $\vec{\mathcal{E}}$  nu prea intense (tipic, sub  $10^5 \dots 10^6$  (V/m), la care viteza de drift rămîne mică în raport cu viteza purtătorilor în mișcarea termică (aceasta fiind în Si de aproximativ  $10^5$  m/s), timpul  $t_c$  este independent de  $\mathcal{E}$  și deci mobilitatea este constantă, iar viteza de drift crește liniar cu  $\mathcal{E}$ . La cîmpuri intense,  $t_c$  și implicit  $\mu$  încep să scadă, astfel că  $\vec{v}_n$  și  $\vec{v}_p$  nu mai cresc liniar cu  $\mathcal{E}$ , ci tind către o valoare limită.

Tabelul 1.3.1

Mobilitățile  $\mu_n$  și  $\mu_p$  diferă și depind de tipul semiconductorului de bază. După cum rezultă din tabelul 1.3.1, în care sînt trecute valorile mobilității intrinseci (determinată de rețea) la  $T = 300$  K, purtătorii sînt mai mobili în Ge față de Si, iar electronii sînt mai mobili decît golurile.

m <sup>2</sup> /V·s	$\mu_n$	$\mu_p$
Ge	0,38	0,18
Si	0,14	0,05

Mobilitatea purtătorilor scade cu concentrația totală de impurități ( $N_A + N_D$ ) din cauza reducerii timpului  $t_c$ . De asemenea, la temperaturi moderate și mari (tipic, peste 150 K, deci și în intervalul temperaturilor uzuale), mobilitatea scade cu  $T$  după o lege de forma  $\mu \sim T^{-2.5}$ , aceasta fiind o consecință a intensificării împrăstierii pe rețea și care este predominantă față de împrăstierea pe impurități, la astfel de temperaturi.

### 1.3.2. CURENȚI DE DRIFT. CONDUCTIVITATEA ELECTRICĂ

Cunoscînd expresiile vitezelor de drift, putem determina densitățile curenților generați de deplasarea purtătorilor de sarcină antrenati de  $\vec{\mathcal{E}}$ .

În cazul conductorului, expresia corespunzătoare a densității de curent este cunoscută:  $\vec{j} = -eN\vec{v}$ , unde  $N$  este concentrația electronilor cvasilibri din metal, iar  $\vec{v}$  — viteza medie imprimată lor de cîmpul electric aplicat.

Relația precedentă este aplicabilă și semiconductorului, cu observația că ea trebuie folosită o dată pentru electronii de conducție și a doua oară pentru goluri, pentru că cele două specii de purtători, cît timp există ca atare, evoluează independent. Introducînd  $\vec{v}_n = -\mu_n \vec{\mathcal{E}}$  și  $\vec{v}_p = \mu_p \vec{\mathcal{E}}$  în

relația amintită, obținem densitatea curentului de drift (sau de câmp) de electroni

$$\vec{j}_n = -en\vec{v}_n = en\mu_n\vec{E}, \quad (1.3.7)$$

respectiv densitatea curentului de drift (sau de câmp) de goluri

$$\vec{j}_p = +ep\vec{v}_p = ep\mu_p\vec{E}. \quad (1.3.8)$$

În relațiile precedente am introdus, evident, concentrațiile  $n$  și  $p$  ale purtătorilor respectivi, iar în (1.3.8) sarcina  $-e$  a electronului am înlocuit-o cu  $+e$  a golului. Adesea, referindu-ne la mărimea  $\vec{j}$  îi vom spune, pentru simplificare, curent, subînțelegând că este de fapt o densitate de curent ( $A/m^2$ ).

Aplicind principiul superpoziției, obținem expresia curentului (total) de drift în semiconductor:

$$\vec{j} = \vec{j}_n + \vec{j}_p = e(n\mu_n + p\mu_p)\vec{E}. \quad (1.3.9)$$

De observat că  $j_n$  și  $j_p$ , determinați de deplasarea prin drift a electronilor, respectiv a golurilor, se adună efectiv, rezultând o densitate mai mare,  $j$ ,

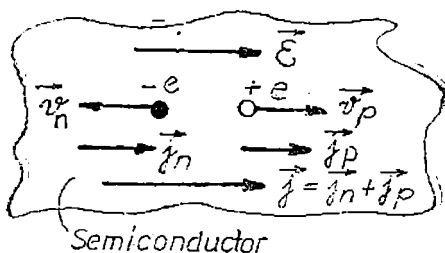


Fig. 1.3.2.

deoarece în coeficientul lui  $\vec{E}$  din rel. (1.3.9) toate mărimile sînt pozitive. De altfel, această însumare rezultă intuitiv din fig. 1.3.2.: sub acțiunea lui  $\vec{E}$ , electronul și golul se deplasează în sens opus; curentul  $\vec{j}_n$  va avea sens invers față de deplasarea sarcinii care îl generează, fiindcă aceasta este negativă.

Dacă în exp. (1.3.9),  $\mu_n$  și  $\mu_p$  nu depind de câmp, ceea ce este valabil

cînd intensitatea lui nu este prea mare, atunci relația  $\vec{j} - \vec{E}$  este liniară (adică  $\vec{j} \sim \vec{E}$ ) și reprezintă legea lui Ohm pentru materialul semiconductor:

$$\vec{j} = \sigma\vec{E}, \quad (1.3.10)$$

unde mărimea

$$\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p) \quad (1.3.11)$$

este conductivitatea electrică a semiconductorului, iar mărimea inversă

$$\rho = \sigma^{-1} = 1/e(n\mu_n + p\mu_p) \quad (1.3.12)$$

rezistivitatea. Pentru un semiconductor intrinsec avem

$$\sigma_i = en_i(\mu_n + \mu_p), \quad (1.3.13)$$

respectiv

$$\rho_i = 1/en_i(\mu_n + \mu_p). \quad (1.3.14)$$

Variația experimentală a conductivității electrice a unui semiconductor tipic de siliciu  $n$ , în funcție de temperatură, este reprezentată, alături de  $\sigma_i(T)$ , în fig. 1.3.3. Graficele  $\sigma_i(T)$  și  $\sigma_n(T)$  sînt în concordanță cu teoria.

Astfel, în baza relației (1.3.13) și avînd în vedere că variația  $n_i(T)$  este predominantă față de variațiile  $\mu_n(T)$  și  $\mu_p(T)$ , rezultă  $\sigma_i \sim n_i \sim \exp(-\text{const.}/T)$ ; această dependență este în concordanță cu graficul experimental  $\sigma_i(T)$ .

În ce privește  $\sigma_n$ , care potrivit rel. (1.3.11) este  $\sigma_n \approx en\mu_n$ , comportarea sa cu temperatura este determinată atît de  $n(T)$  cît și de  $\mu_n(T)$ . Se observă că graficul  $\sigma_n(T)$  reproduce dependența experimentală  $n_0(T)$  din fig. 1.2.2, pentru  $T < T_1$  și  $T > T_2$  (unde, valorile tipice sînt  $T_1 \approx 150$  K și  $T_2 \approx 500$  K), interpretarea fizică fiind cunoscută (v. cap. 1.2.2). În intervalele amintite, variația  $\mu_n(T)$  are un efect de ordinul doi. Dar pentru  $T \in (T_1, T_2)$ , cînd  $n$  rămîne practic constant, conductivitatea scade ușor, datorită micșorării mobilității electronilor, după legea  $\mu_n \sim T^{-2.5}$ .

Este important de observat că deși — vorbind la modul general — conductivitatea semiconductoarelor crește cu temperatura, totuși, la semiconductoarele tipice cu impurități și chiar în domeniul uzual de temperaturi, conductivitatea scade în oarecare măsură cu temperatura. Altfel spus, coeficientul de temperatură al rezistivității,  $\alpha_p = (d\rho/dT)/\rho$ , pentru semiconductoarele cu impurități la temperaturi uzuale, este pozitiv ca la metale; desigur, valoarea  $\alpha_p$  este mult mai mică decît valoarea corespunzătoare  $|\alpha_{p,i}|$  a semiconductorului intrinsec. Subliniem faptul că creșterea rezistivității semiconductoarelor cu temperatura, în intervalul  $T_1 - T_2$ , ca la metale, se datorește scăderii mobilității purtătorilor cu temperatura, concentrația lor rămînînd constantă.

### 1.3.3. CURENȚI DE DIFUZIE

După cum am menționat, curenții de difuzie sînt determinați de deplasarea purtătorilor de sarcină, care tind să-și uniformizeze concentrațiile. Cauzele neuniformității (gradientului) concentrației de purtători pot fi: impurificarea neuniformă (ca tip sau concentrație de impurități); introducerea de purtători suplimentari din altă regiune — proces denumit injecție de purtători; încălzirea sau iluminarea neuniformă a semiconductorului etc.

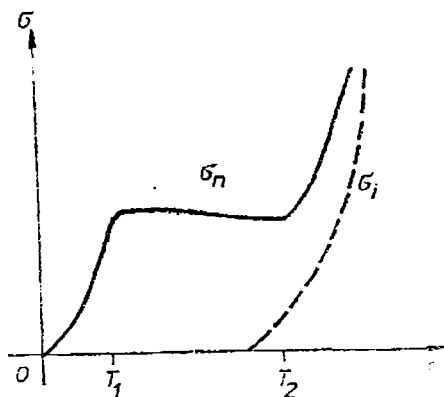


Fig. 1.3.3.

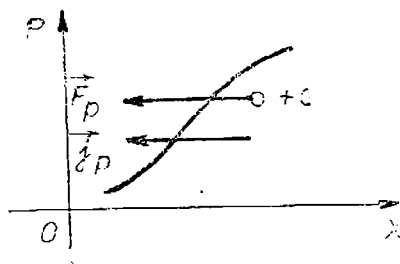


Fig. 1.3.4.

Pentru evaluarea cantitativă a curentului de difuzie, să considerăm o regiune dintr-un semiconductor în care un tip de purtători, de exemplu golurile, au concentrația neuniformă pe o direcție  $x$ , ca în fig. 1.3.4. De observat că am ales un gradient pozitiv al concentrației  $p$ , adică vectorul  $\nabla p$  este orientat în sensul  $+x$ :  $\nabla p = \vec{i} |\nabla p|$ ,  $\vec{i}$  fiind versorul axei  $Ox$ .

Golurile difuzează către regiunea cu concentrație mică, deci în sensul  $-x$ . Am notat prin  $\vec{F}_p$  fluxul golurilor ce difuzează, adică numărul de goluri care, datorită difuziei, străbat normal unitatea de arie a semiconductorului pe direcția  $x$ , în unitatea de timp. Este evident că înmulțind pe  $\vec{F}_p$  cu sarcina unui gol obținem densitatea curentului de difuzie de goluri:

$$\vec{j}_p = e\vec{F}_p. \quad (1.3.15)$$

Subliniem că  $\vec{j}_p$  și  $\vec{F}_p$  sînt în același sens, pentru că este vorba de deplasarea unei sarcini pozitive (în acord cu convenția de semn adoptată pentru curentul electric).

Dar, în orice proces de difuzie, fluxul particulelor care difuzează este proporțional cu gradientul concentrației acestora, luat cu semn schimbat (v. legea lui Fick de la gaze). Atunci,  $\vec{F}_p \sim -\nabla p$  sau, introducînd o constantă de proporționalitate, putem scrie egalitatea

$$\vec{F}_p = -D_p \nabla p, \quad (1.3.16)$$

care este în acord cu imaginea intuitivă din fig. 1.3.4 și cu interpretarea aferentă din aliniatul precedent. Din relația (1.3.15–16) rezultă

$$\vec{j}_p = -eD_p \nabla p, \quad (1.3.17)$$

unde  $D_p$  reprezintă constanta de difuzie a golurilor, mărime dependentă de parametri fizici ai semiconductorului și de  $T$ . Avem:  $[D] = [j][e \nabla p] = A \cdot m^{-2} / A \cdot s \cdot m^{-4} = m^2/s$ .

Examinînd, în mod similar, electronii care difuzează într-un semiconductor cu concentrația  $n(x)$ , avînd un gradient pozitiv (asemănător graficului din fig. 1.3.4.), obținem curentul de difuzie de electroni

$$\vec{j}_n = eD_n \nabla n, \quad (1.3.18)$$

unde  $D_n$  este constanta de difuzie a electronilor. Semnul în (1.3.18) este schimbat față de (1.3.17), deoarece curentul  $\vec{j}_n$  (dat de electroni) este în

sens opus fluxului  $\vec{F}_n$ . De fapt, relația (1.3.18) se obține și direct din (1.3.17), făcând înlocuirile  $e \rightarrow -e$ ,  $D_n \rightarrow D_p$  și  $p \rightarrow n$ , pentru că trecem de la goluri la electroni.

Dacă în semiconductor există neuniformitate atât în distribuția lui  $n$  cit și a lui  $p$ , obținem curentul total de difuzie,  $\vec{j}$ , suprapunînd efectele:

$$\vec{j} = \vec{j}_n + \vec{j}_p = eD_n \nabla n - eD_p \nabla p. \quad (1.3.19)$$

Reținem că dacă într-un semiconductor există pe o direcție vectori  $\nabla n$  și  $\nabla p$  de același sens (deci cînd  $n$  și  $p$  cresc sau scad împreună), curenții de difuzie de electroni și goluri se scad efectiv.

### 1.3.4. ECUAȚII DE TRANSPORT

Să presupunem că aplicăm un cîmp electric  $\vec{\mathcal{E}}$  unui semiconductor ale cărui concentrații de purtători au distribuții neuniforme. Prin semiconductor va curge un curent electric determinat de ambii agenți de transport: drift și difuzie. Astfel, obținem:

— curentul de transport de electroni

$$\vec{j}_n = \vec{j}_{ndrift} + \vec{j}_{ndif} = en\mu_n \vec{\mathcal{E}} + eD_n \nabla n; \quad (1.3.20)$$

— curentul de transport de goluri

$$\vec{j}_p = \vec{j}_{pdift} + \vec{j}_{pdif} = ep\mu_p \vec{\mathcal{E}} - eD_p \nabla p. \quad (1.3.21)$$

Relațiile (1.3.10—21) se numesc ecuații de transport.

Aplicînd principiul superpoziției, obținem curentul de transport în semiconductor ca sumă a curenților dați de expresiile (1.3.20—21):

$$\vec{j} = \vec{j}_n + \vec{j}_p = e(n\mu_n + p\mu_p)\vec{\mathcal{E}} + e(D_n \nabla n - D_p \nabla p). \quad (1.3.22)$$

În rel. (1.3.22), componenta  $e(n\mu_n + p\mu_p)\vec{\mathcal{E}}$  reprezintă curentul de drift (de cîmp) în semiconductor, iar componenta  $e(D_n \nabla n - D_p \nabla p)$  — curentul de difuzie.

În cazul unor cîmpuri electrice care variază rapid în timp, curentul electric total în semiconductor,  $\vec{j}_{tot}$ , este

$$\vec{j}_{tot} = \vec{j} + \vec{j}_a = \vec{j} + e(\partial \vec{\mathcal{E}} / \partial t), \quad (1.3.23)$$

unde  $\vec{j}$  este curentul de transport dat de exp. (1.3.22), iar  $\vec{j}_a = e(\partial \vec{\mathcal{E}} / \partial t)$  — curentul de deplasare.

Este oportun, aici, să subliniem cîteva observații importante în legătură cu transportul purtătorilor de sarcină și condițiile de echilibru termic.

1) Variabilele fizice corelate prin ecuațiile de transport ( $\vec{j}$ ,  $\vec{\mathcal{E}}$ ,  $n$ ,  $p$ ) sînt mărimi locale, ele asociîndu-se deci unui punct din semiconductor.

În particular,  $\vec{\mathcal{E}}$  reprezintă câmpul local macroscopic și se poate datora fie unei tensiuni electrice aplicate din exterior, fie unei cauze interne care suprimă local neutralitatea electrică, fie ambilor agenți menționați.

2) Curenții  $\vec{j}_p$  și  $\vec{j}_n$  sînt mărimi independente, necorelate, pentru că înșiși purtătorii respectivi de sarcină, golurile și electronii, odată generați evoluează independent ca particule libere încărcate electric. Cei doi curenți se însumează, în conformitate cu principiul superpoziției, pentru a da curențul de transport  $\vec{j}$  prin semiconductor (rel. 1.3.22).

3) Un semiconductor se află la echilibru termic (termodinamic) cînd prin el fluxurile nete de electroni, respectiv de goluri, precum și fluxul termic (energie termică transportată prin unitatea de suprafață și de timp) sînt nule, ceea ce se întîmplă cînd temperatura și nivelul Fermi (potențialul electrochimic) sînt constante (aceleași) în întreg semiconductorul.

Faptul că nivelul Fermi rămîne constant în întreg semiconductorul la echilibru termic (cînd și  $T = \text{const.}$ ) constituie o proprietate termodinamică fundamentală. Ea este proprie tuturor sistemelor termodinamice, în particular structurilor semiconductoare, și deosebit de utilă la examinarea funcționării acestora.

Din punct de vedere practic, echilibrul termic este asigurat dacă structurile respective nu sînt supuse încălzirii neuniforme, acțiunii câmpului electric, magnetic, radiațiilor sau altor agenți externi ce le pot comunica energie.

4) Prin urmare, la echilibru termic trebuie să avem  $\vec{j}_n = 0$  și (independent)  $\vec{j}_p = 0$ , unde  $\vec{j}_n$  și  $\vec{j}_p$  sînt dați de ecuațiile de transport (1.3.20–21); justificarea rezidă în cerința de anulare separată a fluxurilor nete de purtători menționată mai sus, la punctul 3). Deci, la echilibru termic încetează transportul net de sarcină efectuat de fiecare tip de purtător, fără a presupune însă fixarea purtătorilor (adică un echilibru static), ci o compensare statistică a lor în mișcare. Astfel, într-un interval de timp dat, numărul de goluri ce traversează normal aria elementară într-un sens este practic egal (în limitele fluctuațiilor statistice) cu numărul de goluri care o traversează în celălalt sens (echilibru dinamic).

5) Este cunoscut faptul că la un gaz se obține echilibrul termic (adică anularea transportului net de particule) cînd se uniformizează concentrația (deci cînd potențialul chimic este același în întregul sistem). Referindu-ne însă la transportul purtătorilor dintr-un semiconductor, lucrurile nu stau la fel. Datorită faptului că particulele posedă sarcină electrică, echilibrul termic se instalează nu la uniformizarea concentrației  $n$  și, respectiv,  $p$ , ci cînd curențul de drift intern egalează ca valoare curențul de difuzie (pentru fiecare specie de purtători în parte) care l-a generat. Mai detaliat spus: cînd purtătorii difuzează, se suprimă neutralitatea electrică și apare în regiunea respectivă un câmp intern  $\vec{\mathcal{E}}_i$ , care produce curenț de drift, pentru fiecare specie de purtători, și de sens opus celui de difuzie. Cînd componenta de drift egalează ca valoare pe cea de difuzie, deci cînd avem  $\vec{j}_{\text{dif}} + \vec{j}_{\text{drift}} = 0$  și  $\vec{j}_{p\text{dif}} + \vec{j}_{p\text{drift}} = 0$ , se instalează echilibrul termic. Prin

urmăre, uniformizarea concentrațiilor  $n$  și  $p$  nu este o condiție obligatorie pentru obținerea echilibrului termic. Aceasta este și explicația că structurile semiconductoare la echilibru termic cer ca potențialul electrochimic (nivelul Fermi), care este corelat nu numai cu concentrația purtătorilor ci și cu starea electrică locală, să fie constant în întregul sistem termodinamic reprezentat de structura semiconductoare respectivă.

### 1.3.5. RELAȚIILE LUI EINSTEIN PENTRU CONSTANTELE DE DIFUZIE

Constantele de difuzie și mobilitățile purtătorilor de sarcină nu sînt mărimi independente. De fapt, ambele tipuri de mărimi reflectă caracteristicile componentei termice a mișcării purtătorilor, determinată în principal de împrăștierea lor pe rețea și impurități.

Pentru stabilirea relațiilor dintre mobilități și constante de difuzie, considerăm, ca în paragraful precedent, un semiconductor în care distribuția concentrației de purtători este neuniformă. Dacă se află la echilibru termic, cîmpul intern  $\vec{\mathcal{E}}_i$  și concentrațiile  $n$  și  $p$  trebuie să fie astfel încît în orice punct  $\vec{j}_n$  și  $\vec{j}_p$  să fie nuli.

Să ne referim la relația dintre  $\mu_n$  și  $D_n$ . Pentru aceasta, observăm că putem stabili o legătură între  $\vec{\mathcal{E}}_i$  și  $n$  pe două căi.

Prima pleacă de la condiția de echilibru  $\vec{j}_n = 0$ , care în conformitate cu ecuația de transport (1.3.20), se scrie:  $en\mu_n\vec{\mathcal{E}}_i + en\nabla n = 0$ . Rezultă

$$\vec{\mathcal{E}}_i = -\frac{D_n}{\mu_n} \frac{\Delta n}{n}. \quad (1.3.24)$$

Prin calea a doua se determină  $\mathcal{E}_i$ , plecînd de la expresia concentrației electronilor la echilibru,  $n = N_c \exp[-(E_c - E_F)/kT]$ , în care  $E_F$  este constant în întreg semiconductorul (condiție de echilibru termic), iar  $E_c$  trebuie să depindă de punct, fiindcă distribuția lui  $n$  este neuniformă. Să calculăm, din expresia lui  $n$ , gradientul concentrației de electroni. Avem

$$\Delta n = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{kT}\right) \left(-\frac{\Delta E_c}{kT}\right) = -n \frac{\Delta E_c}{kT}. \quad (1.3.25)$$

Dar, după cum știm,  $E_c$  — care este nivelul inferior al BC, reprezintă totodată energia potențială a electronilor de conducție:  $E_c = -eV_i$ , unde  $V_i$  este potențialul intern, dependent de punct, din care derivă  $\vec{\mathcal{E}}_i$ :

$$\vec{\mathcal{E}}_i = -\nabla V_i = \frac{1}{e} \Delta E_c. \quad (1.3.26)$$

Eliminând  $\nabla E_C$  între rel. (1.3.25–26), obținem cea de a doua expresie pentru  $\vec{s}_i$ :

$$\vec{s}_i = - \frac{kT}{e} \frac{\Delta n}{n}. \quad (1.3.27)$$

Comparînd rel. (1.3.24) și (1.3.27), rezultă

$$D_n = \frac{kT}{e} \mu_n \equiv V_T \mu_n. \quad (1.3.28)$$

Dacă ne referim la gaturi, găsim prin același procedeu:

$$D_p = \frac{kT}{e} \mu_p \equiv V_T \mu_p. \quad (1.3.29)$$

Dependențele (1.3.28–29) se numesc relațiile lui Einstein pentru constantele de difuzie. În aceste relații, mărimea

$$V_T \equiv \frac{kT}{e}, \quad (1.3.30)$$

care are dimensiunea unei tensiuni electrice se numește tensiune termică și apare în relații importante, cum sînt expresiile curenților prin dispozitivele semiconductoare în funcție de tensiunile aplicate la terminale. Pentru  $T = 300 \text{ K}$ ,  $V_T = 26 \text{ mV}$ .

## 1.4. SEMICONDUCTOARELE ÎN CONDIȚII DE NEECHILIBRU

În cele ce urmează vom examina principalele procese și mărimi specifice funcționării semiconductoarelor în condiții de neechilibru adică într-un regim în care concentrațiile de purtători se abat de la valorile de echilibru  $n_0$  și  $p_0$ . Acesta este de fapt regimul uzual de lucru al dispozitivelor electronice semiconductoare și este determinat, în principal, de tensiunile de polarizare și semnalele aplicate la terminale.

Structurile semiconductoare, ca orice sistem termodinamic, au tendința naturală de a reveni la echilibru. Pentru a caracteriza procesele de revenire se introduc parametri specifici, ca vitează de recombinare, timp de viață și lungime de difuzie a purtătorilor în exces.

### 1.4.1. VITEZE NETE DE RECOMBINARE A PURTĂTORILOR

Referindu-ne la generarea termică de purtători, subliniem faptul că deși acest proces are loc continuu, concentrațiile de purtători,  $p$  și  $n$ , nu cresc nemărginit, datorită procesului natural invers, cel de recombinare, care se produce tot în mod continuu.



Prin recombinare, electronii de conducție și golurile dispar în perechi. De fapt, este vorba de eliberarea de către electroni a nivelurilor din banda de conducție și ocuparea celor libere din banda de valență.

La echilibru termic, concentrațiile  $p_0$  și  $n_0$  sînt staționare, avînd valorile corespunzătoare temperaturii respective,  $T$ . În acest caz, pentru fiecare specie de purtători, viteza absolută de generare este egală cu viteza absolută de recombinare, adică în medie tot atîția electroni (goluri) se recombina cîtî se generează în unitatea de timp și în unitatea de volum a semiconductorului.

Pentru caracterizarea proceselor de generare-recombinare în condiții de neechilibru se introduc așa-numitele viteze nete de recombinare:  $R_p$  — pentru goluri și  $R_n$  — pentru electroni. Denumirea de viteză netă precizează proprietatea mărimii respective de a caracteriza generarea și recombinarea ca proces unic: dacă este nulă — recombinarea și generarea se compensează, dacă este pozitivă — predomină recombinarea și dacă este negativă — predomină generarea.

Pentru justificarea relației de definiție a vitezei nete de recombinare, ne vom referi la cazul în care un semiconductor de tip  $n$ , aflat în condiții de neechilibru, tinde către starea de echilibru.

Fiind interesați în analiza unor situații fizice întîlnite în funcționarea dispozitivelor semiconductoare fundamentale, presupunem că starea de neechilibru s-a produs datorită injecției de purtători minoritari (adică goluri) în exces față de concentrația de echilibru  $p_{n0}$ . Prin exces înțelegem mărirea

$$\delta p_n = p_n - p_{n0}, \quad (1.4.1)$$

unde  $p_n$  este concentrația curentă a golurilor minoritare. Injecția de purtători în exces se poate obține prin acțiunea unui agent exterior, de exemplu prin iluminarea semiconductorului.

Mai presupunem că nivelul de injecție este mic, adică, permanent, concentrația purtătorilor minoritari rămîne mult mai mică decît concentrația purtătorilor majoritari din semiconductorul respectiv. În cazul de față, avem nivel mic de injecție dacă

$$p_n \ll n_{n0} \simeq N_D, \quad (1.4.2)$$

condiție care este îndeplinită dacă excesul însuși este mic ( $\delta p_n \ll n_{n0}$ ), deoarece pentru un semiconductor obișnuit de tip  $n$  avem  $p_{n0} \ll n_{n0}$ . Este important să se știe dacă nivelul de injecție este mic, deoarece, deși excesul absolut este practic același și în concentrația purtătorilor majoritari, excesul relativ este cu totul neglijabil (în baza rel. (1.4.2)). Ca urmare, concentrația purtătorilor majoritari rămîne cvasiegală cu cea de la echilibru.

În plus, după cum vom vedea, dacă nivelul de injecție este mic, unele mărimi specifice proceselor în condiții de neechilibru sînt constante.

În fig. 1.4.1 este prezentată dependența  $p_n(t)$ , considerînd că în momentul  $t = 0$  a fost înlăturat agentul care a injectat goluri minoritare în exces. Din acest moment excesul va favoriza recombinarea în raport cu

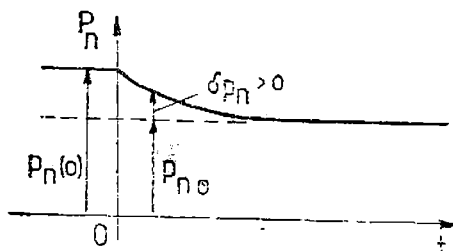


Fig. 1.4.1.

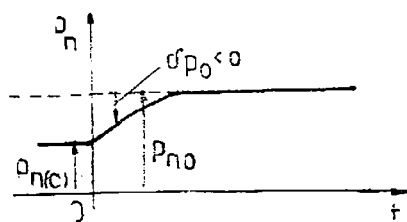


Fig. 1.4.2.

generarea deoarece, concentrația golurilor fiind superioară lui  $p_{n0}$  (corespunzător temperaturii date  $T$ ), există o probabilitate sporită ca electronii să completeze locuri libere din banda de valență. Ca urmare  $p_n$  va scădea în timp, tinzînd către concentrația de echilibru  $p_{n0}$ .

Comportarea descrisă este naturală și proprie oricărui proces de relaxare, adică de revenire la echilibru a unui sistem termodinamic după suprimarea cuplajului cu agenții care l-au scos din echilibru.

Viteza netă de recombinare a golurilor se definește prin relația :

$$R_p = - \frac{dp_n}{dt} \quad (\text{m}^{-3}/\text{s}). \quad (1.4.3)$$

Observăm că în cazul cînd avem un exces efectiv ( $\delta p_n > 0$ ), ca în fig. 1.4.1, rezultă  $R_p > 0$ , ceea ce este normal pentru că în proces predomină recombinarea (iar  $R_p$  este o viteză de recombinare). Menționăm că definiția (1.4.3) presupune că, în semiconductorul examinat, singurul mecanism care determină variația în timp a lui  $p_n$  este recombinarea, respectiv generarea termică. După cum vom vedea din structura ecuațiilor de continuitate (într-un paragraf următor), la variația în timp a concentrației locale de purtători pot contribui simultan mai multe mecanisme.

Există și procese în care abaterea de la echilibru este determinată de extracția de purtători, ca în fig. 1.4.2. În acest caz avem un exces negativ de purtători minoritari, adică un deficit de goluri față de concentrația de echilibru  $p_{n0}$ . În procesul tranzitoriu de restabilire a echilibrului,  $p_n$  va crește. Într-adevăr, avînd  $p_n < p_{n0}$ , recombinarea este defavorizată în raport cu generarea, întrucît s-a diminuat probabilitatea electronilor de a completa locuri libere din BV (mai puțin numeroase ca la echilibru). Aplicînd definiția (1.4.3), acum rezultă  $R_p < 0$ ; este normal însă ca, într-un proces în care predomină generarea, viteza netă de recombinare să fie negativă.

Analog definim excesul de electroni minoritari între-un semiconductor de tip  $p$ , față de concentrația  $n_{p0}$  de echilibru

$$\delta n_p = n_p - n_{p0}, \quad (1.4.4)$$

condiția de nivel mic de injecție

$$n_p \ll p_{p0} \simeq N_A \quad (1.4.5)$$

și viteza netă de recombinare a electronilor

$$R \stackrel{D}{=} - \frac{dn_p}{dt}, \quad (1.4.6)$$

unde  $n$  este concentrația curentă a electronilor minoritari.

## 1.4.2. VARIAȚIA ÎN TIMP A EXCESULUI DE PURTĂTORI

Presupunem din nou că într-un semiconductor de tip  $n$  au fost injectate, la nivel mic, goluri minoritare în exces.

Existența unui exces  $\delta p_n = p_n - p_{n0}$ , respectiv a unui deficit (dacă  $\delta p_n < 0$ ) față de concentrația de echilibru, este factorul determinant al unui proces de recombinare netă, respectiv de generare netă de goluri minoritare. În particular, dacă  $\delta p_n = 0$ , generarea și recombinarea se compensează reciproc rezultând  $R_p = 0$  și  $p_n = p_{n0}$ . Putem admite atunci, precum la alte procese fizice similare (dizolvare-cristalizare, disociere termică-recombinare etc.), că viteza de recombinare este proporțională cu abaterea de la echilibru, adică cu excesul:  $R_p \sim \delta p_n$ . Introducînd un factor de proporționalitate și înlocuind  $R_p$  și  $\delta p_n$  cu expresiile lor, rezultă

$$- \frac{dp_n}{dt} = \frac{1}{\tau_p} (p_n - p_{n0}). \quad (1.4.7)$$

Mărimea  $\tau_p$  se numește timp de mediu de viață al golurilor în exces și este o constantă în ecuația (1.4.7) numai pentru niveluri mici de injecție. În acest caz putem determina variația în timp a excesului de purtători integrînd ecuația respectivă. Separînd variabilele obținem  $dp_n/(p_n - p_{n0}) = -dt/\tau_p$ , de unde, prin integrare, rezultă  $\ln(p_n - p_{n0}) = C - t/\tau_p$ , unde  $C$  este o constantă de integrare. Ea se determină punînd condiția inițială: la  $t = 0$ ,  $p_n = p_n(0)$ ; găsim  $C = \ln[p_n(0) - p_{n0}]$ . Rezultă, deci, soluția

$$p_n - p_{n0} = [p_n(0) - p_{n0}] \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right), \quad (1.4.8)$$

cu graficul din fig. 1.4.3. Prin urmare, dacă în momentul inițial avem concentrația de neechilibru  $p_n(0)$ , rezultat al injecției de purtători în exces produse de un agent exterior, a cărui acțiune este suprimată la  $t = 0$ , aceasta scade treptat, exponențial, tinzînd către concentrația de echilibru  $p_{n0}$  corespunzătoare temperaturii existente  $T$ .

Pentru  $t = \tau_p$ , excesul are valoarea  $[p_n(0) - p_{n0}]/e$ . Daci, putem spune că  $\tau_p$  este timpul care se scurge de la suprimarea cauzei care a produs excesul pînă cînd valoarea sa scade de  $e$  ori.

Dar, potrivit denumirii, el este timpul mediu de viață al unui gol în exces și într-adevăr putem arăta acest lucru. Considerăm un moment oarecare  $t$  (v. fig. 1.4.3). În jurul momentului  $t$  se recombină  $dp$  goluri. Unul din cele  $dp$  goluri a trăit timpul  $t$ , iar toate cele  $dp$  goluri au trăit timpul

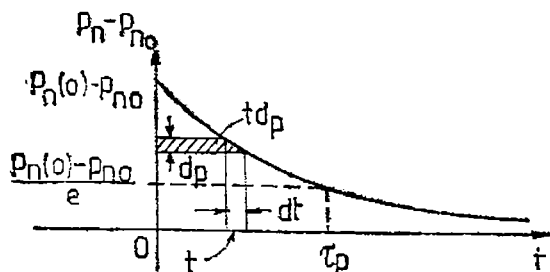


Fig. 1.4.3.

$tdp$  (duratele for de viață însumate). Pentru afla acest timp, să-i zicem  $\theta$ , pentru toate golurile din exces (care sînt în număr de  $p_n(0) - p_{n0}$ ) va trebui să calculăm integrala

$$\theta = \int_0^{p_n(0) - p_{n0}} t dp, \quad (1.4.9)$$

egală cu suprafața delimitată în fig. 1.4.3. de graficul  $p_n - p_{n0}$  și axele de coordonate. Dar, avînd ec. (1.4.8), caculăm mai simplu suprafața respectivă înversînd în (1.4.9) variabilele. Avem

$$\theta = \int_0^{\infty} (p_n - p_{n0}) dt = [p_n(0) - p_{n0}] (-\tau_p) \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right) \Big|_0^{\infty}$$

sau

$$\theta = \tau_p [p_n(0) - p_{n0}].$$

Pentru a obține acum timpul mediu de viață al unui gol în exces, vom raporta timpul total  $\theta$  la întregul exces (existent la  $t = 0$ ), adică la  $p_n(0) - p_{n0}$ . Obținem:

$$\frac{\theta}{p_n(0) - p_{n0}} = \tau_p, \quad (1.4.10)$$

rezultat ce arată că  $\tau_p$  este timpul mediu care se scurge din momentul în care un gol (în interpretarea statistică) a devenit excedentar (față de concentrația de echilibru corespunzătoare temperaturii existente  $T$ ) și pînă cînd se recombina.

Similar se definește și se interpretează timpul mediu de viață  $\tau_n$  al electronilor în exces. Analog ec. (1.4.7), putem scrie o relație de forma

$$-\frac{dn_p}{dt} = \frac{1}{\tau_n} (n_p - n_{p0}) \quad (1.4.11)$$

pentru concentrația  $n_p$  a electronilor minoritari dintr-un semiconductor de tip  $p$ , cînd echilibrul a fost perturbat prin injecție de purtători minoritari. Dacă nivelul de injecție este mic,  $\tau_n$  este o constantă în ec. (1.4.11).

### 1.4.3. ECUAȚII DE CONTINUITATE

Ecuațiile de continuitate reprezintă formularea legii conservării sarcinilor electrice mobile în semiconductoare.

După cum este cunoscut, în cazul conductoarelor ecuația de continuitate sub formă diferențială se scrie:

$$-\partial \rho / \partial t = \nabla \vec{j}, \quad (1.4.12)$$

unde  $\rho$  este densitatea de volum a sarcinii electrice, iar  $\nabla \vec{j}$  — divergența vectorului densitate de curent de conducție. Ecuația (1.4.12) arată că în orice punct al conductorului, scăderea în timp a densității de sarcină este datorată curentului de conducție divergent din punctul respectiv.

Pentru adaptarea ec. (1.4.12) la semiconductoare, vom avea în vedere că:

1) există două tipuri de purtători mobili de sarcină care evoluează independent și deci, vom scrie două ecuații de continuitate; pentru goluri avem densitatea de sarcină  $\rho_p = +e p$  iar pentru electroni  $\rho_n = -en$ ;

2) trebuie să ținem cont de generarea termică și de recombinare prin viteza netă de recombinare  $R_p$  pentru goluri și  $R_n$  pentru electroni; ca urmare, trebuie să adăugăm la  $\nabla \vec{j}_p$  termenul  $+eR_p$  iar la  $\nabla \vec{j}_n$  termenul  $-eR_n$ ;

3) se mai pot genera purtători de sarcină sub acțiunea unor agenți externi (de exemplu prin iluminare); caracterizăm acest proces prin vitezele de generare  $g_{Ep}$ , respectiv  $g_{En}$ , astfel încât mai atașăm, tot în membrul doi al ecuațiilor de continuitate, termenul  $-eg_{Ep}$ , respectiv  $+eg_{En}$ . (De observat că purtătorii generați prin efectul agenților externi se alătură celor generați termic, de care nu mai pot fi decelați, recombinarea fiind caracterizată deci unitar prin  $R_p$ , respectiv  $R_n$ .)

În baza celor menționate, ecuația (1.4.12) devine, pentru goluri

$$-e \frac{\partial p}{\partial t} = \nabla \vec{j}_p + eR_p - eg_{Ep}, \quad (1.4.13)$$

iar pentru electroni

$$+e \frac{\partial n}{\partial t} = \nabla \vec{j}_n - eR_n + eg_{En}, \quad (1.4.14)$$

sau

$$-\frac{\partial p}{\partial t} = R_p - g_{Ep} + \frac{1}{e} \nabla \vec{j}_p, \quad (1.4.15)$$

respectiv

$$-\frac{\partial n}{\partial t} = R_n - g_{En} - \frac{1}{e} \nabla \vec{j}_n. \quad (1.4.16)$$

Relațiile (1.4.15) și (1.4.16) reprezintă ecuațiile de continuitate pentru goluri, respectiv pentru electroni. În aceste ecuații  $\vec{j}_p$  și  $\vec{j}_n$  sînt curenții de transport,  $\vec{j}_p = e p \mu_p \vec{E} - e D_p \nabla p$  și  $\vec{j}_n = en \mu_n \vec{E} + e D_n \nabla n$ ;  $R_p = (p - p_0)/\tau_p$  și  $R_n = (n - n_0)/\tau_n$ , unde  $p_0$  și  $n_0$  sînt concentrațiile de echilibru ale

purtătorilor, iar  $\tau_p$  și  $\tau_n$  — timpii medii de viață ai purtătorilor în exces și care sînt mărimi constante (independente de concentrațiile de purtători) la niveluri mici de injecție.

Ecuatiile de continuitate (1.4.15—16) sînt ecuațiile diferențiale care descriu evoluția în timp și spațiu a concentrațiilor de goluri și electroni — mărimi dependente, în general, de punct și timp:  $p = p(\vec{r}, t)$ ,  $n = n(\vec{r}, t)$ .

Un caz important pentru studiul dispozitivelor semiconductoare este cel care satisface următoarele condiții: a) generarea de purtători este numai termică; b) structurii i se poate asocia un model unidimensional, în sensul că toate mărimile dependente de punct variază numai pe o direcție  $x$ , purtătorii deplasîndu-se doar pe direcția respectivă. Pentru cazul menționat avem deci:  $g_{Ep} = g_{En} = 0$ ,  $\nabla \vec{j}_p = \partial j_p / \partial x$ ,  $\nabla \vec{j}_n = \partial j_n / \partial x$ . Înlocuind aceste mărimi, precum și vitezele  $R_p$  și  $R_n$  cu expresiile lor, în ec. (1.4.15—16), obținem relațiile

$$-\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{1}{\tau_p} (p - p_0) + \frac{1}{e} \frac{\partial j_p}{\partial x} \quad (1.4.17)$$

și

$$-\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{\tau_n} (n - n_0) - \frac{1}{e} \frac{\partial j_n}{\partial x}, \quad (1.4.18)$$

reprezentînd ecuațiile de continuitate în cazul unui model de semiconductor unidimensional și cu generare de purtători exclusiv termică.

În încheierea paragrafului este util să facem următoarele precizări și observații:

1) Ecuatiile de continuitate, cele de transport și ecuația lui Poisson —

$$\nabla V = -\frac{\rho}{\epsilon} \equiv -\frac{e}{\epsilon} (p - n + N_D - N_A) \quad (1.4.19)$$

unde  $\epsilon \equiv \epsilon_0 \epsilon_r$  este permitivitatea semiconductorului ( $\epsilon_r$ , fiind permitivitatea relativă, egală cu 11,7 la Si și 16,3 la Ge, iar  $\epsilon_0$  cea absolută a vidului, egală cu  $(1/36\pi) \cdot 10^{-9}$  F/m) — formează împreună ecuațiile de bază ale electronicii dispozitivelor semiconductoare. (Desigur, în locul ecuației lui Poisson putem folosi legea lui Gauss,  $\nabla \vec{s} = \rho/\epsilon$ , și relația cîmp electric-potențial,  $\vec{s}_e = -\nabla V$ .)

2) Subliniem că relația  $p_0 n_0 = n_i^2$  este valabilă numai la echilibru termic. Dacă la perturbarea echilibrului, sub acțiunea unui agent extern,  $n$  crește,  $p$  trebuie să crească cu aproximativ aceeași cantitate, fiindcă la temperaturi uzuale impuritățile sînt în totalitate ionizate și deci, variația lui  $n$  și  $p$  este determinată de generarea în perechi. Atunci produsul  $pn$  va fi mai mare ca  $n_i^2$ . (Avem în vedere că, dispozitivele semiconductoare posedînd constante de timp termice mari, iar agenții care perturbă echilibrul termic fiind semnalele aplicate, temperatura și deci  $n_i^2$  sînt practic constante în funcționarea normală.) De asemenea, dacă  $n$  scade, se va

micșora și  $p$ , astfel încât  $p \cdot n$  devine mai mic decât  $n_i^2$ . Avem deci situațiile:

a)  $p_0 n_0 - n_i^2 = 0 \Rightarrow$  echilibru termic;

b)  $p n - n_i^2 > 0 \Rightarrow$  neechilibru; recombinare netă;  $R_p, R_n >$

c)  $p n - n_i^2 < 0 \Rightarrow$  neechilibru; generare netă;  $R_p, R_n < 0$ .

Prin urmare, diferența  $p \cdot n - n_i^2$  reprezintă o măsură a abaterii de la echilibrul termic, determinând, prin valoarea și semnul său, mărimea și semnul vitezei nete de recombinare.

3) Relativ la cea de a doua relație fundamentală dintre concentrațiile de purtători — condiția de neutralitate —, menționăm că ea este aplicabilă, cu bună aproximație, și în condiții de neechilibru. Atunci ea se numește condiție de cvasineutralitate. Justificarea este următoarea. La echilibru avem  $\rho_0 = e(p_0 - n_0 + N_D - N_A) = 0$ , iar la neechilibru:  $\rho = e(p - n + N_D - N_A) = e(p_0 - n_0 + \delta p - \delta n + N_D - N_A)$ , unde  $\delta p$  și  $\delta n$  sînt excesele de goluri respectiv de electroni față de valorile  $p_0$  și  $n_0$ . Ultima relație se mai scrie  $\rho = \rho_0 + e(\delta p - \delta n) \simeq 0$ , deoarece  $\rho_0 = 0$ , iar excesele  $\delta p$  și  $\delta n$  sînt, precum am arătat mai înainte, cvasieegale.

#### 1.4.4. VARIAȚIA CU DISTANȚA A EXCESULUI DE PURTĂTORI

Dacă într-o regiune a unui semiconductor apare un exces de purtători față de concentrația de echilibru, este natural să se inițieze o dată cu apariția excesului atât o recombinare preponderentă față de generare, cît și o difuzie a purtătorilor către regiunile în care excesul este mai mic sau lipsește.

Ceea ce ne interesează este legea după care variază (scade) cu distanța excesul de purtători datorită recombinării lor în timp ce difuzează.

Vom considera un model adecvat în ce privește caracteristicile semiconductorului și mecanismul de generare a excesului, fiind totodată frecvent utilizat la analiza unor dispozitive semiconductoare de bază. Să caracterizăm modelul care este reprezentat schematic în fig. 1.4.4, a.

1) Este vorba de o bară semiconductoră de tip  $n$ , foarte lungă pe direcția  $x$ , în care concentrațiile de echilibru ale purtătorilor sînt  $n_{n0}$  și  $p_{n0}$ , cu  $p_{n0} \ll n_{n0}$ .

2) Prin planul  $x=0$  se injectează goluri minoritare în mod staționar, adică excesul injectat  $\delta p_n(0) \equiv p_n(0) - p_{n0}$  se menține constant în timp.

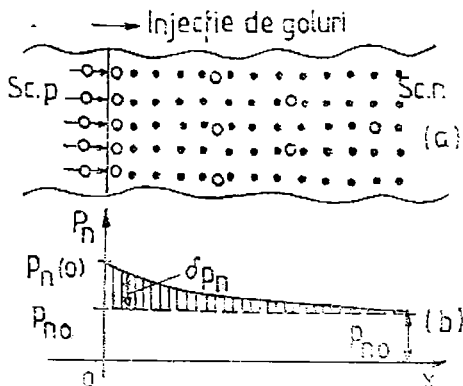


Fig. 1.4.4.

Conform fig. 1.4.4,  $b$ ,  $p_n(0)$  reprezintă concentrația golurilor minoritare în planul  $x = 0$  și este, evident, tot constant. Practic, o astfel de injecție de goluri minoritare se poate face dintr-o regiune adiacentă de tip  $p$ , așa cum se arată în fig. 1.4.4,  $a$ , dar acest detaliu nu este important în analiza noastră.

3) Considerăm că nivelul de injecție este mic, adică  $p_n(0) \ll n_{n0}$ . Ca urmare, timpul mediu de viață al golurilor în exces este constant (independent de  $p$ ).

4) Presupunând că este asigurată conservarea neutralității electrice a barei și că de-a lungul acesteia nu există practic cădere de tensiune (conductivitatea  $\sigma_n$  este de valoare mare iar nivelul de injecție mic), câmpul electric este neglijabil și deci curentul de goluri este datorat numai difuziei.

5) Observăm că modelul este unidimensional, întrucît  $p_n$  variază numai pe direcția  $x$  (direcția de deplasare a golurilor).

Trecem la determinarea legii de variație cu distanța a excesului  $\delta p_n \equiv p_n - p_{n0}$ , unde  $p_n$  este concentrația curentă a golurilor minoritare. Modelul fiind unidimensional, folosim ecuația de continuitate (1.4.17) pentru goluri minoritare:

$$-\partial p_n / \partial t = (p_n - p_{n0}) / \tau_p + (1/e) \partial j_p / \partial x. \quad (1.4.20)$$

Dar distribuția  $p_n(x)$  este staționară (invariabilă în timp), deoarece, conform ipotezei 2), golurile excedentare sînt injectate constant ca număr în timp și uniform prin planul  $x = 0$ , iar pe măsură ce ele difuzează, excesul scade datorită recombinației pînă la anulare (bara fiind foarte lungă). Deci, pentru orice  $x$ ,  $\partial p_n / \partial t = 0$ . Totodată, potrivit ipotezei 4),  $\vec{j} \simeq \vec{j}_{p\text{aisf}} = -eD_p \nabla p_n = -eD_p \partial p_n / \partial x$ , de unde  $\partial j_p / \partial x = -eD_p \partial^2 p_n / \partial x^2$ . Înlocuind mărimile precedente în ecuația (1.4.20) și efectuînd substituția  $\partial / \partial x \equiv d/dx$ , fiindcă  $x$  este unica variabilă, rezultă:

$$0 = (p_n - p_{n0}) / \tau_p - D_p d^2 p_n / dx^2,$$

sau

$$\frac{d^2 p_n}{dx^2} - \frac{p_n - p_{n0}}{L_p^2} = 0, \quad (1.4.21)$$

unde

$$L_p \equiv (D_p \tau_p)^{1/2} \quad (1.4.22)$$

reprezintă lungimea (medie) de difuzie a golurilor în exces.

Soluția generală a ecuației (1.4.21) (care este de forma  $y'' - ay = 0$ , cu  $y = p_n - p_{n0}$  ca funcție de  $x$ ) este

$$p_n - p_{n0} = C_1 \exp(x/L_p) + C_2 \exp(-x/L_p).$$

Din condiția la limită  $x \rightarrow \infty$ ,  $p_n - p_{n0} \rightarrow 0$ , rezultă  $C_1 = 0$ . Pentru  $x = 0$ ,



avind  $p_n = p_n(0)$ , rezultă că  $C_2 = p_n(0) - p_{n0}$ . Prin urmare, legea de variație cu distanța a excesului de goluri este:

$$p_n - p_{n0} = [p_n(0) - p_{n0}] \exp\left(-\frac{x}{L}\right), \quad (1.4.23)$$

adică excesul scade exponențial cu  $x$ .

Procediind ca în paragraful (1.4.2), putem arăta că  $L_p$  reprezintă drumul mediu pe care îl străbat golurile prin difuzie din punctul în care au devenit excedentare și pînă unde se recombina. Desigur că procesul este statistic: unele goluri se recombina după distanțe mici, altele după distanțe mari, dar dacă însumăm toate distanțele parcurse de cele  $p_n(0) - p_{n0}$  goluri în exces și rezultatul îl raportăm la toate aceste goluri din exces, găsim  $L_p$ . Totodată,  $L_p$  poate fi definit și ca distanță pe care concentrația golurilor în exces scade de  $e \simeq 2,72$  ori, adică devine  $[p_n(0) - p_{n0}]/e$ .

O analiză cu totul similară se poate efectua pentru electronii injectați la nivel mic într-un semiconductor de tip  $p$ . Se obține o distribuție de forma (1.4.23), în care intervin mărimile omoloage  $n_p$ ,  $n_{p0}$ ,  $n_p(0)$ , precum și  $L_n$  dat de expresia:

$$L_n = (D_n \tau_n)^{1/2}, \quad (1.4.24)$$

și care reprezintă lungimea (medie) de difuzie a electronilor în exces.

## 2. JONCTIUNEA SEMICONDUCTOARE $pn$

Capitolul 2 este destinat fizicii joncțiunii semiconductoare  $pn$  — element structural de bază pentru o clasă largă de dispozitive electronice semiconductoare discrete și circuite integrate. Prezența joncțiunii  $pn$  în structurile menționate se datorează deopotrivă caracterului nelinier al caracteristicii volt-ampere, conducției electrice practic unidirecționale și posibilității joncțiunilor apropiate, realizate în același monocristal, de a fi cuplate prin fluxul de purtători.

Cunoașterea proceselor fizice care conduc la starea de echilibru termic a joncțiunii, a celor aferente regimului staționar și variabil — de care ne ocupăm în acest capitol — este fundamentală pentru înțelegerea funcționării majorității dispozitivelor semiconductoare.

### 2.1. INTRODUCERE

#### 2.1.1. STRUCTURĂ ȘI SIMBOLURI

Structura denumită joncțiune semiconductoare  $pn$  se formează dacă în același cristal semiconductor (Si, Ge) există o regiune de tip  $p$  și alta de tip  $n$  aflate în contact.

Suprafața de separație a celor două regiuni se numește contact sau interfață.

În vecinătatea contactului, cristalul are o comportare cu totul diferită de cea a semiconductoarelor  $p$  și  $n$  luate separat. De aici decurg proprietățile remarcabile ale joncțiunii  $pn$  (JPN), care stau la baza funcționării celor mai importante dispozitive electronice semiconductoare discrete și integrate.

Zona adiacentă interfeței, extinsă pe o distanță  $l$  de ordinul  $1\ \mu\text{m}$ , denumită regiune de trecere (în înțelesul de la regiunea  $p$  la regiunea  $n$ ), este sediul proceselor care conferă JPN proprietatea de conducție neliniară și unidirecțională, specifică dispozitivelor electronice. Pentru regiunea de trecere există denumiri echivalente (reflectând câte o particularitate a acesteia

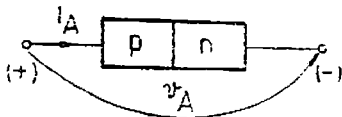


Fig. 2.1.1.

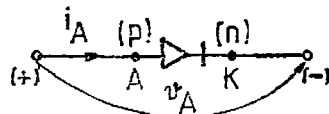


Fig. 2.1.2.

zone): regiune de sarcină spațială, regiune de barieră sau regiune golită (de purtători de sarcină).

Restul cristalului formează regiunea neutră  $p$ , respectiv regiunea neutră  $n$ ; aici, cele două regiuni semiconductoare devin independente și se comportă ca atare.

Reprezentarea schematică a structurii joncțiunii  $pn$  este dată în figura 2.1.1, iar simbolul dispozitivului electronic realizat dintr-o singură JPN — dispozitiv denumit diodă semiconductoare (cu joncțiune) — în fig. 2.1.2.

Simbolul din fig. 2.1.2 este mai general. El desemnează orice dispozitiv electronic dipolar (avînd două terminale) cu conducție unidirecțională, săgeata simbol indicînd sensul în care dispozitivul (aici, JPN) conduce (apreciabil) curentul electric.

Se utilizează adesea denumirile (preluate de la tuburile electronice) de anod ( $A$ ) pentru terminalul regiunii  $p$  și de la catod ( $K$ ) pentru terminalul regiunii  $n$ .

Curentul prin joncțiune, denumit adesea curent anodic, se notează  $i_A$ , iar tensiunea aplicată JPN — denumită și tensiune anodică — se notează  $v_A$ .

Săgețile asociate mărimilor  $i_A$  și  $v_A$  precizează convențiile de semn adoptate. Astfel, dacă în mod real  $i_A$  circulă de la  $p$  la  $n$ , iar  $v_A$  aplicat face ca potențialul lui  $A$  (urma săgeții) să fie superior potențialului lui  $K$  (vîrfurile săgeții), atunci mărimile  $i_A$  și  $v_A$  sînt pozitive. Spunem în acest caz că JPN este polarizată direct sau în sens de conducție. (Am redat în paranteze și simbolurile echivalente  $\pm$  pentru polaritatea tensiunii.) În cealaltă situație, mărimile  $i_A$  și  $v_A$  sînt negative. Atunci spunem că JPN este polarizată invers (indirect) sau în sens de blocare.

## 2.1.2. MODELE DE JONCȚIUNI

Modelul de joncțiune se referă la profilul după care variază cu distanța concentrația de impurități în cele două domenii ale cristalului, dar mai ales în regiunea de trecere.

Modelele de bază prin care se aproximează în analize JPN reale sînt: joncțiunea abruptă și joncțiunea gradată (liniar). Distribuția concentrației nete de impurități,  $N = N_a - N_d$ , este reprezentată în fig. 2.1.3 pentru modelul abrupt, respectiv în fig. 2.1.4 pentru cel gradat.

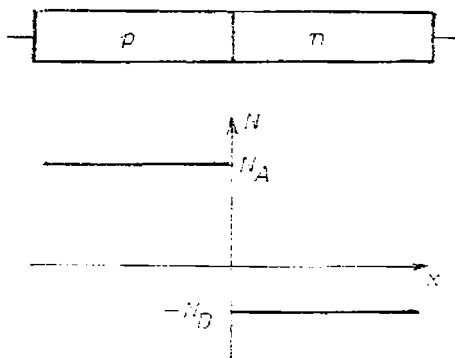


Fig. 2.1.3.

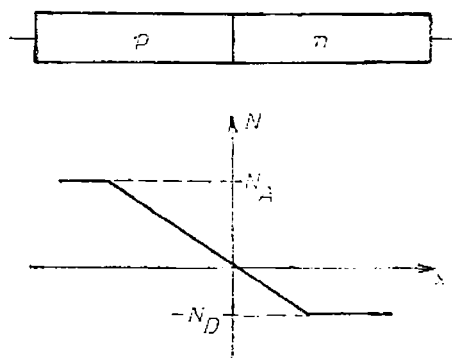


Fig. 2.1.4.

Distribuția concentrației de impurități de-a lungul structurii  $pn$  este determinată de procedeul tehnologic folosit pentru realizarea joncțiunii. Procedecele de bază sînt prin aliere și prin difuzie.

În procedeul prin aliere, semiconductorul de bază (de exemplu, Ge), impurificat deja, să zicem cu atomi donori (deci de tip  $n$ ), este pus în contact cu o substanță acceptoare. Se ridică temperatura (la o valoare de ordinul sutelor de  $^{\circ}\text{C}$ ) pînă se obține faza lichidă la interfață și apoi se răcește. Rezultă JPN la care trecerea dintre cele două domenii, cu concentrații cvasiconstante, se face practic abrupt, pe o distanță de ordinul  $0,01\ \mu\text{m}$ , deci cu circa două ordine de mărime sub lărgimea  $l$  a regiunii de trecere. Unei astfel de joncțiuni i se poate asocia modelul abrupt sau, altfel spus, este o JPN de tip abrupt. În general, o joncțiune la care trecerea de la  $N = N_A$  la  $N = N_D$  se face pe o distanță mult mai mică decît  $l$  se analizează folosind modelul joncțiunii abrupte (v. fig. 2.1.3).

În procedeul prin difuzie, semiconductorul de bază, tot impurificat (de exemplu, de tip  $n$ ), se acoperă cu o mască de oxid, cu excepția zonei destinate realizării joncțiunii. Se introduce apoi, la temperatură ridicată (în jur de  $1000^{\circ}\text{C}$ ), într-o atmosferă conținînd substanța acceptoare în fază gazoasă. Variația concentrației nete de impurități în jurul interfeței se face gradat, pe o distanță comparabilă cu lărgimea  $l$  a regiunii de trecere. Asemenea joncțiuni se analizează pe baza modelului de joncțiune gradată (v. fig. 2.1.4). Dacă studiem procese din regiunile neutre, deci departe de interfață, putem folosi și pentru joncțiunile realizate prin difuzie tot modelul abrupt.

Menționăm că procedeul prin difuzie este utilizat în tehnologia planară (sau de difuzie planară) și permite obținerea unor joncțiuni de calitate (plane și uniforme) și a unor grosimi de regiuni semiconductoare distincte, extrem de subțiri (sub  $1\ \mu\text{m}$ ). Se pot realiza, de asemenea, joncțiuni de suprafață mare, necesare în structura dispozitivelor semiconductoare de putere. Tehnologia difuziei planare permite fabricarea diodelor, tranzistoarelor, rezistoarelor și condensatoarelor în interiorul materialului semi-

conductor cristalin. Toate aceste componente de circuit se pot realiza simultan folosind măști adecvate; apoi, ele se pot interconecta, realizându-se un circuit electronic. Astfel de circuite, realizate în întregime într-un monocristal de siliciu, se numesc circuite integrate.

## 2.2. JONCTIUNEA PN LA ECHILIBRU

În cele ce urmează vom examina procesele fizice care au loc în regiunea de trecere a JPN la formarea ei, pînă la atingerea echilibrului termic și vom stabili distribuția sarcinii spațiale, a cîmpului electric și a potențialului de-a lungul joncțiunii nepolarizate.

### 2.2.1. PREZENTAREA CALITATIVĂ A PROCESELOR FIZICE

Considerăm o joncțiune  $pn$  abruptă, cu interfața plană și dotată uniform cu impurități în ambele regiuni. O astfel de structură o vom denumi joncțiune  $pn$  ideală.

Presupunem că JPN ideală se află la echilibru termic, adică la terminalele sale nu se aplică tensiune electrică și nici nu se află sub acțiunea vreunui agent care să-i perturbe starea de echilibru.

Principalele procese fizice care au avut loc la formarea joncțiunii, pînă la atingerea echilibrului, precum și distribuția de-a lungul joncțiunii a variabilelor fizice de interes, în starea de echilibru, pot fi examinate calitativ pe baza reprezentărilor din fig. 2.2.1.

Joncțiunea  $pn$  ideală, după cum a fost definită, este un model unidimensional, în sensul că schimbările se produc numai de-a lungul direcției  $x$  care traversează JPN perpendicular pe interfață. Cauza acestor schimbări o constituie trecerea bruscă de la conductibilitatea de tip  $p$  la cea de tip  $n$ , respectiv de la o concentrație constantă de impurități acceptoare  $N_A$ , la o concentrație constantă de impurități donoare  $N_D$ . Saltul are loc la interfața joncțiunii, unde luăm originea  $x = 0$  a abscisei.

Presupunem că, mai întii, regiunile  $p$  și  $n$  sînt separate, iar apoi că ele sînt puse în contact pentru a forma joncțiunea. (Desigur că, practic, printr-un contact mecanic — care oricum este microscopic și nu asigură periodicitatea rețelei cristaline la interfață — nu se poate realiza o joncțiune; am făcut doar o presupunere servind la înțelegerea proceselor examinate.)

Cînd regiunile  $p$  și  $n$  sînt separate și la echilibru, în fiecare din ele concentrațiile de purtători sînt aceleași peste tot, precum  $N_A$ , respectiv  $N_D$ , adică: în regiunea  $p$ :  $p_{p0} \simeq N_A$  și  $n_{p0} \simeq n_i^2/N_A \ll p_{p0}$ ; în regiunea  $n$ :  $n_{n0} \simeq N_D$  și  $p_{n0} \simeq n_i^2/N_D \ll n_{n0}$ . Este asigurată, de asemenea, peste tot, neutralitatea electrică, deoarece sarcinile purtătorilor compensează sarcinile ionilor ficși din rețea.

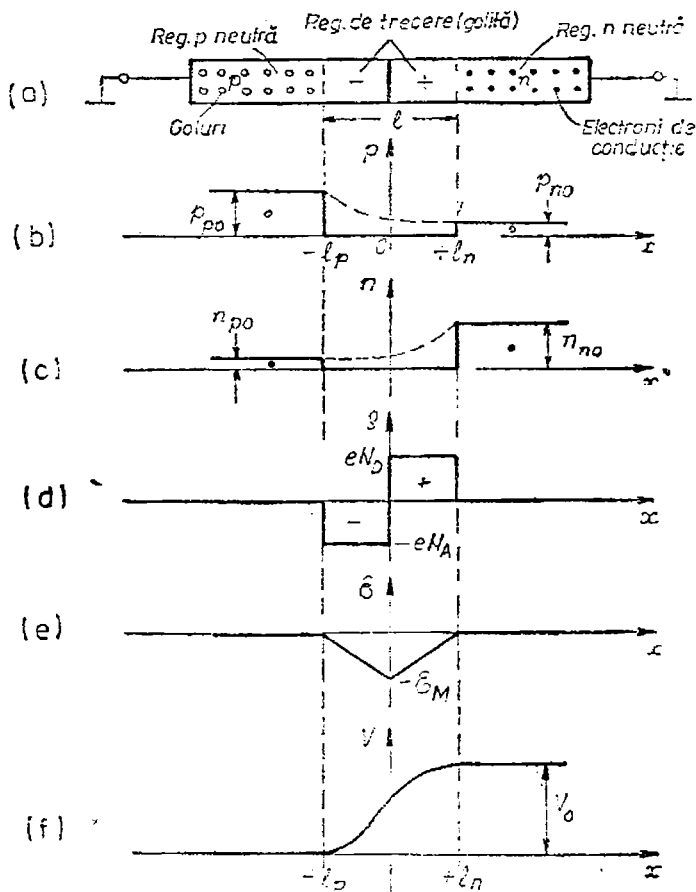


Fig. 2.2.1.

Din momentul punerii în contact a celor două regiuni se intră într-un regim tranzitoriu de neechilibru pentru că are loc, în intervalul de timp respectiv, un transport net de sarcină electrică dintr-o regiune în alta.

Să urmărim principalele procese care conduc în final la distribuțiile de echilibru din fig. 2.2.1.

Din regiunea  $p$  difuzează goluri (începînd cu cele de lângă  $x = 0$ ) în regiunea  $n$ , recombîndu-se treptat cu electroni de acolo.

Simetric, din regiunea  $n$  difuzează electroni (primii fiind cei de lângă  $x = 0$ ) în regiunea  $p$ , recombîndu-se cu goluri majoritare. Procesele de difuzie amintite apar datorită gradientului concentrațiilor purtătorilor respectivi.

Concomitent, și ca urmare a difuziei, apar sarcini spațiale (de volum), de o parte și de alta a contactului: negative la  $x < 0$  și pozitive la  $x > 0$ .

Acestea sînt de fapt sarcinile ionilor de impuritate rămase necompensate, densitatea de sarcină  $\rho$  fiind  $-eN_A$ , respectiv  $+eN_D$ .

Sarcinile spațiale produc un cîmp electric  $\vec{E}$  orientat de la sarcina pozitivă către cea negativă, adică în sens opus versorului axei  $x$ . Prin orientarea sa,  $\vec{E}$  se opune difuziei purtătorilor majoritari care au amorțat procesul și, totodată,  $\vec{E}$  antrenează purtătorii minoritari generînd curenții de drift cu circulație opusă curenților de difuzie ai purtătorilor majoritari de aceeași specie.

Existența cîmpului  $\vec{E}$  implică o variație a potențialului  $V$  de-a lungul lui  $x$ , mai precis o creștere de la sarcina negativă spre cea pozitivă. Altfel spus, se ridică o barieră de potențial în care purtătorilor care difuzează. Aceasta reprezintă însă o cădere de potențial pentru purtătorii minoritari.

Procese descrise încetează în momentul cînd, pentru fiecare tip de purtător, curenții de drift, care se opune celui de difuzie, îl egalează ca mărime pe cel din urmă. Prin urmare, procesele (și deci regimul tranzitoriu) încetează cînd nu mai avem transport net de sarcină;  $\vec{j}_{transport} = 0$  și  $\vec{j}_{ntransport} = 0$ . Starea atinsă reprezintă echilibrul termic. Acum toate mărimile analizate au niște distribuții staționare care mențin echilibrul. Să ne referim pe scurt la aceste distribuții, reprezentate în fig. 2.2.1, *b* - *f*.

Putem defini acum regiunea de trecere ca fiind zona de lărgime  $l$ , adiacentă lui  $x = 0$ , în care sarcina ionilor este necompensată (de unde denumirea de regim de sarcină spațială) (v. fig. 2.2.1, *a*). Ea este cuprinsă între limitele  $-l_p$  și  $+l_n$ .

Datorită cîmpului din regiunea de trecere, purtătorii mobili din interiorul ei sînt evacuați în cvasitotalitate (oricum, în regiunea de trecere avem  $p, n \ll N_A$ , respectiv  $N_D$ , de unde denumirea de regiune golită). Evacuarea purtătorilor se produce încontinuu, pe măsură ce ei sînt generați.

Dincolo de regiunea golită, domeniile semiconductoare și-au păstrat neutralitatea, concentrațiile purtătorilor fiind cele din cazul cînd regiunile  $p$  și  $n$  erau separate. Ele reprezintă acum regiunea  $p$  neutră și regiunea  $n$  neutră (v. fig. 2.2.1, *a*, *b*, *c*).

Densitatea de sarcină spațială  $\rho$  va avea distribuția din fig. 2.2.1, *d*. Ea este constantă și negativă în intervalul  $(-l_p, 0)$  și de asemenea constantă dar pozitivă în intervalul  $(0, +l_n)$ . În regiunile neutre, evident,  $\rho = 0$ .

În ceea ce privește cîmpul electric, se înțelege că el este nul în regiunile neutre, pentru că din exterior nu s-a aplicat tensiune, iar starea de neutralitate implică  $E_{intern} = 0$ . După cum vom justifica mai departe, în regiunea de trecere,  $E$  variază ca în fig. 2.2.1, *e*, avînd modulul maxim pe interfața  $x = 0$  a joncțiunii. ( $E_M$  are valori tipice de ordinul  $10^6$  V/m.)

La echilibru, bariera de potențial atinge o înălțime  $V_0$ , denumită diferență internă de potențial (denumiri echivalente: diferență de potențial de contact, potențial de difuzie, barieră de potențial). Dacă alegem ca potențial zero de referință potențialul regiunii  $p$  neutre, atunci potențialul

regiunii  $n$  neutre va fi  $+V_0$ , ca în fig. 2.2.1, *f*. Valorile tipice ale lui  $V_0$  sînt de ordinul zecimilor de volt.

De menționat că delimitarea netă a regiunii de trecere, care a determinat variațiile abrupte în distribuțiile  $p(x)$ ,  $n(x)$  și  $\phi(x)$  (în fig. 2.2.1, *b* și *c* vom neglija concentrațiile  $p$  și  $n$  de sub linia punctată), este o idealizare impusă de modelul adoptat, dar care permite abordarea cantitativă a relațiilor dintre mărimile electrostatice și parametrii structurii semiconductoare. Rezultatele care se obțin descriu, cu aproximație satisfăcătoare în aplicații, comportarea joncțiunilor  $p-n$  reale.

## 2.2.2. ANALIZA ELECTROSTATICĂ

Ne propunem să justificăm analitic distribuțiile mărimilor electrostatice din fig. 2.2.1 și să stabilim apoi, pe baza acestora și a condițiilor de continuitate, expresiile unor mărimi caracteristice ale regiunii de trecere, cum este  $l$  sau  $\mathcal{E}_M$ , în funcție de parametri fizici ai structurii.

Avem în vedere că modelul îl constituie JPN ideală, că  $p$  și  $n$  sînt nuli pentru  $x \in (-l_p, +l_n)$  (regiunea de trecere este golită de purtători) iar  $\mathcal{E} \neq 0$  numai în acest interval. Mărimile  $l_p$  și  $l_n$  reprezintă distanțele pe care pătrunde regiunea golită în domeniul  $p$ , respectiv  $n$ . Lărgimea regiunii golite este

$$l = l_p + l_n. \quad (2.2.1)$$

DENSITATEA DE SARCINĂ SPAȚIALĂ. Densitatea de sarcină  $\rho$  variază cu distanța, ca în fig. 2.2.1, *d*, pentru că impurificarea este uniformă ( $N_A$ ,  $N_D$  — constante), iar evacuarea purtătorilor se face pînă la planele  $x = -l_p$  și  $x = +l_n$  paralele cu interfața. Distanțele  $l_p$  și  $l_n$  urmează a fi determinate. Avem atunci

$$\rho = \begin{cases} -eN_A, & x \in (-l_p, 0) \\ +eN_D, & x \in (0, +l_n) \\ 0, & x \leq -l_p \text{ și } x \geq +l_n. \end{cases} \quad (2.2.2)$$

CÎMPUL ELECTRIC ÎN REGIUNEA DE TRECERE. Legătura dintre  $\vec{\mathcal{E}}$  și  $\rho$  este dată de legea lui Gauss:  $\nabla \cdot \vec{\mathcal{E}} = \rho$ , unde  $\epsilon$  este permitivitatea semiconductorului de bază. Pentru modelul unidimensional al JPN ideale, legea lui Gauss devine:  $\epsilon d\mathcal{E}/dx = \rho$ , de unde

$$\mathcal{E} = \frac{1}{\epsilon} \int \rho dx + C, \quad (2.2.3)$$

unde  $C$  este constantă de integrare.

Pentru  $x \in (-l_p, 0)$ , în baza rel. (2.2.2) și (2.2.3), avem  $\mathcal{E} = C - eN_A x/\epsilon$ . Din condiția la limită  $\mathcal{E}(-l_p) = 0$ , rezultă  $C = -eN_A l_p/\epsilon$  și deci

$$\mathcal{E} = -\frac{eN_A}{\epsilon} (l_p + x), \quad x \in (-l_p, 0). \quad (2.2.4)$$



Similar, pentru  $x \in (0, +l_n)$  avem  $\mathcal{E} = C + eN_D x/\epsilon$ . Cu condiția la limită  $\mathcal{E}(+l_n) = 0$ , rezultă  $C = -eN_D l_n/\epsilon$ . Obținem deci

$$\mathcal{E} = -\frac{eN_D}{\epsilon}(l_n - x), \quad x \in (0, +l_n). \quad (2.2.5)$$

Relațiile (2.2.4) și (2.2.5) justifică variația liniară a lui  $\mathcal{E}(x)$  pe cele două porțiuni ale regiunii de trecere. Semnul minus din aceste relații arată că  $\mathcal{E}$  este orientat spre  $-x$ , adică de la  $n$  la  $p$ , rezultat în conformitate cu semnul sarcinilor spațiale de o parte și de cealaltă a interfeței.

**VARIAȚIA POTENȚIALULUI DE-A LUNGUL JONȚIUNII.** Intensitatea câmpului electric și potențialul sînt corelate prin egalitatea  $\vec{\mathcal{E}} = -\nabla V$ , care, pentru modelul unidimensional pe care îl examinăm, devine  $\mathcal{E} = -dV/dx$ , de unde

$$V = -\int \mathcal{E} dx + C. \quad (2.2.6)$$

Atunci, pentru  $x \in (-l_p, 0)$ , introducînd exp. (2.2.4) în (2.2.6), obținem  $V = (eN_A/2\epsilon)(l_p + x)^2 + C$ . Luăm, după cum am menționat, originea pentru potențial în regiunea neutră  $p$ , rezultînd deci condiția la limită  $V(-l_p) = 0$ . Rezultă  $C = 0$  și deci

$$V = \frac{eN_A}{2\epsilon}(l_p + x)^2, \quad x \in (-l_p, 0). \quad (2.2.7)$$

Pentru  $x \in (0, +l_n)$ , din exp. (2.2.5) și (2.2.6), rezultă  $V = (-eN_D/2\epsilon)(l_n - x)^2 + C$ . Avînd în vedere că bariera de potențial atinsă la echilibru (și pe care o vom determina la analiza diagramei energetice a JPN) am notat-o cu  $V_0$ , condiția la limită care trebuie scrisă pentru determinarea constantei de integrare este  $V(+l_n) = V_0$ . Atunci rezultă  $C = V_0$  și deci

$$V = V_0 - \frac{eN_D}{2\epsilon}(l_n - x)^2, \quad x \in (0, +l_n). \quad (2.2.8)$$

Expresiile pentru potențial (2.2.7) și (2.2.8) arată că  $V(x)$  crește de-a lungul regiunii de trecere după o lege parabolică (mai precis, urmînd două segmente de parabolă care trebuie să se racordeze pe interfață) ceea ce este în acord cu distribuția din fig. 2.2.1, *f*.

### 2.2.3. RELAȚII DEDUSE DIN CONDIȚIILE DE CONTINUITATE

Soluțiile găsite pentru  $\mathcal{E}$  și  $V$  trebuie să verifice condițiile de continuitate ale mărimilor respective la limita de separație a domeniilor  $p$  și  $n$ , adică pe interfața  $x = 0$  a JPN. Subliniem că acestea sînt condiții de ordin fizic care decurg din realitatea că mărimile electrostatice examinate trebuie să fie continue, deci unice într-un punct dat.

Îndeplinirea condițiilor menționate impune constrângeri asupra pătrunderilor  $l_p$  și  $l_n$ , prin parametrii semiconductorului,  $N_A$ ,  $N_D$ ,  $\epsilon$ , precum și prin  $V_0$  care, după cum vom vedea, depinde nu numai de semiconductor ci și de temperatură. În fond, condițiile de continuitate permit să se stabilească expresii utile în practică pentru  $l$ ,  $l_n$ ,  $l_p$  și  $\mathcal{S}_M$  în funcție de parametri fizici ai joncțiunii.

**CONDIȚIA DE NEUTRALITATE A JONCȚIUNII.** Calculînd cîmpul în  $x=0$ , la stînga și la dreapta, deci folosînd rel. (2.2.4), respectiv (2.2.5) găsim

$$\mathcal{S}(0_-) = -\frac{eN_A}{\epsilon} l_p, \quad (2.2.9)$$

$$\mathcal{S}(0_+) = -\frac{eN_D}{\epsilon} l_n \quad (2.2.10)$$

Condiția de continuitate a cîmpului este  $\mathcal{S}(0_-) = \mathcal{S}(0_+)$ . Scriem această egalitate, folosînd rel. (2.2.9) și (2.2.10), astfel:

$$eN_A l_p A = eN_D l_n A \equiv q, \quad (2.2.11)$$

unde  $A$  este aria transversală a joncțiunii. Recunoaștem în condiția de continuitate, scrisă sub forma (2.2.11), condiția de neutralitate electrică globală a regiunii golite (și de fapt a întregii joncțiuni, pentru că zonele din afara regiunii golite sînt neutre), întrucît exprimă egalitate mărimilor sarcinilor electrice spațiale  $-q$  la stînga și  $+q$  la dreapta interfeței:  $eN_A$  este densitatea de sarcină și  $l_p A$  — volumul părții din stînga a regiunii golite (v. fig. 2.2.1), iar  $eN_D$  și  $l_n A$  sînt mărimile analoage din dreapta; avînd în vedere semnul opus al acestora, rezultă, ceea ce în fond era de așteptat, că sarcina totală a regiunii golite este nulă, deci că ea (și joncțiunea în ansamblu) este neutră electric. Drept corolar, cele două suprafețe dreptunghiulare închise de distribuția  $\rho(x)$  din fig. 2.2.1,  $d$  au aceeași arie.

Dar rel. (2.2.11) poate fi pusă și sub forma

$$\frac{N_A}{N_D} = \frac{l_n}{l_p}, \quad (2.2.12)$$

care arată că pătrunderile  $l_p$  și  $l_n$  sînt funcții de concentrațiile  $N_A$  și  $N_D$  și anume invers proporționale cu acestea. Altfel spus, regiunea golită pătrunde mai mult în domeniul slab impurificat pentru a cuprinde tot atîția ioni de impuritate necompensați electric de o parte a contactului, cît și de cealaltă.

**LĂRGIMEA REGIUNII GOLITE.** Să scriem acum condiția de continuitate pentru potențial. Valorile lui  $V$  în origine, la stînga și la dreapta, se obțin din (2.2.7), respectiv (2.2.8), punînd  $x=0$ . Rezultă

$$V(0_-) = \frac{eN_A}{2\epsilon} l_p^2 \quad (2.2.13)$$

și

$$V(0_+) = V_0 - \frac{eN_D}{2\epsilon} l_n^2. \quad (2.2.14)$$

Introducând aceste valori în condiția de continuitate  $V(0_-) = V(0_+)$ , obținem

$$V_0 = \frac{e}{2\epsilon} (N_A l_p^2 + N_D l_n^2). \quad (2.2.15)$$

Relațiile (2.2.1), (2.2.12) și (2.2.15) permit exprimarea lărgimilor  $l$ ,  $l_n$  și  $l_p$  în funcție de parametri fizici ai joncțiunii. Din  $l_n + l_p = l$  și  $l_n N_D = l_p N_A$  rezultă

$$l_p = \frac{N_D}{N_A + N_D} l \quad (2.2.16)$$

și

$$l_n = \frac{N_A}{N_A + N_D} l. \quad (2.2.17)$$

Introducând exp. (2.2.16) și (2.2.17) în (2.2.15) și explicitând pe  $l$ , obținem

$$l = \sqrt{\frac{2\epsilon}{e} \left( \frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) V_0}. \quad (2.2.18)$$

iar apoi

$$l_p = \sqrt{\frac{2\epsilon}{e} \frac{N_D/N_A}{N_A + N_D} V_0} \quad (2.2.19)$$

și

$$l_n = \sqrt{\frac{2\epsilon}{e} \frac{N_A/N_D}{N_A + N_D} V_0}. \quad (2.2.20)$$

De subliniat că lărgimea regiunii golite depinde de gradul de dotare cu impurități. La joncțiunile nesimetrice (la care o regiune este puternic dotată în raport cu cealaltă),  $l$  este determinat, practic, numai de concentrația impurităților regiunii slab dotate. De exemplu, dacă  $N_A \ll N_D$ , paranteza din rel. (2.2.18) devine  $N_A^{-1} + N_D^{-1} \simeq N_A^{-1}$ , adică  $l$  este determinat de  $N_A$ .

Mai este util să observăm că  $l$  depinde de înălțimea barierei de potențial  $V_0$ , iar această barieră, după cum vom vedea mai încolo, poate fi modificată în funcție de tensiunea de polarizare  $v_A$  (regim de neechilibru), ceea ce prezintă importanță în funcționarea și aplicațiile JPN. Dependența  $l \sim V_0^{1/2}$  este specifică joncțiunii abrupte. Studiul similar efectuat pe modelul joncțiunii gradate liniar conduce la o dependență de forma  $l \sim V_0^{1/3}$ .

CÎMPUL ELECTRIC MAXIM. Plecînd de la rel. (2.2.9) sau (2.2.10) și înlocuind  $l$  cu expresia sa dată de (2.2.19), determinăm modulul maxim al cîmpului electric,  $\mathcal{E}_M$ , care apare în origine. Avem  $\mathcal{E}_M = |\mathcal{E}(0)| = eN_A l_p / \epsilon$  sau

$$\mathcal{E}_M = \frac{eN_A}{\epsilon} \sqrt{\frac{2\epsilon}{e} \frac{N_D/N_A}{N_A + N_D}} V_0,$$

adică

$$\mathcal{E}_M = \sqrt{\frac{2e}{\epsilon} \frac{N_A N_D}{N_A + N_D}} V_0. \quad (2.2.21)$$

Obținem o expresie simplă pentru  $\mathcal{E}_M$ , în funcție de  $l$  și  $V_0$ , făcînd produsul relațiilor (2.2.18) și (2.2.21). Rezultă  $l \cdot \mathcal{E}_M = 2V_0$ , de unde

$$\mathcal{E}_M = 2 \frac{V_0}{l}. \quad (2.2.22)$$

De observat că  $\mathcal{E}_M$  nu depinde liniar de  $V_0$ , ci, ca și  $l$ ,  $\mathcal{E}_M \sim V_0^{1/2}$ . Mai sînt utile cîteva observații în legătură cu  $\mathcal{E}_M$ . Cîmpul maxim apare chiar la contactul  $pn$  ( $x = 0$ ). Deoarece  $\mathcal{E}$  este mărimea fizică prin care se caracterizează rigiditatea dielectrică a materialelor, rezultă că la o JPN străpungerea naturală se va produce la interfață (aici avem  $\mathcal{E}_M$ ). Pentru a ne apropia ordinele de mărime, menționăm că la Si cîmpul de străpungere (breakdown) este  $\mathcal{E}_B \approx 30 \text{ V}/\mu\text{m}$ , în timp ce valorile tipice ale lui  $\mathcal{E}_M$  sînt de ordinul  $1 \text{ V}/\mu\text{m}$ . Din rel. (2.2.21) rezultă că  $\mathcal{E}_M$  poate fi controlat (la realizarea joncțiunii) prin concentrațiile de impurități.

Relația (2.2.22) poate fi comparată formal cu cea echivalentă de la condensatorul plan paralel:  $\mathcal{E} = V/l$ , aici  $V$  fiind tensiunea aplicată, iar  $l$  — distanța (mică) dintre armături. La condensator,  $\mathcal{E}$  este omogen, adică are o distribuție dreptunghiulară și nu triunghiulară ca la JPN (v. fig. 2.2.1,  $e$ ). Dacă se lucrează cu un cîmp mediu, rel. (2.2.22) capătă forma de la condensator  $\mathcal{E}_{med} = \mathcal{E}_M/2 = V_0/l$ . Există însă o deosebire fundamentală între cele două sisteme: în timp ce la condensator  $V$  și  $l$  sînt mărimi independente, la JPN avem legătura  $l \sim V_0^\gamma$ , unde  $\gamma$  este un exponent cu valori cuprinse între  $1/3$  și  $1/2$  la joncțiunile reale.

## 2.2.4. DIAGRAMA ENERGETICĂ

CONSTRUIREA DIAGramei. CONDIȚII STANDARD. Ne propunem să construim diagrama energetică a joncțiunii  $pn$  la echilibru termic. Ne vom referi, ca mai înainte, la modelul pe care l-am denumit joncțiune  $pn$  ideală.

În fig. 2.2.2 sînt reprezentate diagramele energetice pentru regiunile  $n$  și  $p$  separate. Se înțelege că semiconductorul de bază este același pentru ambele regiuni și are lărgimea benzii interzise  $E_G$ . Diagramele diferă de fapt numai prin poziția nivelului Fermi. În semiconductorul  $n$ , nivelul

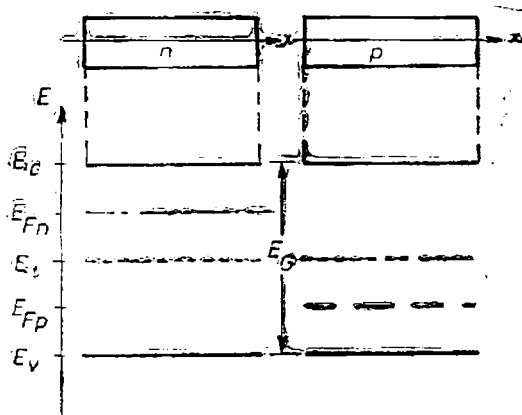


Fig. 2.2.2.

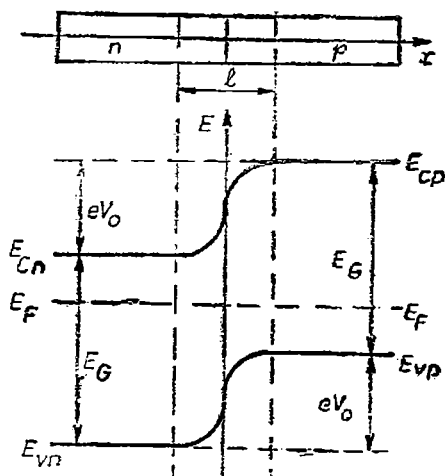


Fig. 2.2.3.

Fermi  $E_{Fn}$  este mai apropiat de  $E_C$ , pentru că electronii sînt mai numeroși (purători majoritari) decît gurile (purători minoritari), din cauza dotării cu impurități donoare. În semiconductorul  $p$ , dimpotrivă, nivelul Fermi ( $E_{Fp}$ ) este mai apropiat de  $E_V$  datorită dotării cu impurități acceptoare. Diferențele  $E_C - E_{Fn}$  și  $E_{Fp} - E_V$  nu se modifică de-a lungul lui  $x$ , deoarece, precum am presupus, la acest model concentrația impurităților este uniformă în fiecare regiune ( $N_D$  și, respectiv,  $N_A$  nu depind de  $x$ ); ca urmare, concentrațiile purtătorilor sînt, de asemenea, uniforme în fiecare regiune.

Pentru a construi diagrama energetică a joncțiunii  $pn$ , adică a ansamblului celor două semiconductoare cînd ele formează o joncțiune, avem în vedere condițiile standard pe care trebuie să le îndeplinească parametrii sistemului termodinamic astfel format.

1) Nivelul Fermi trebuie să fie unic în întreaga structură, deoarece condiția de echilibru termic a unui sistem (în cazul de față, sistem termodinamic eterogen) cere ca potențialul electrochimic (deci nivelul Fermi) să fie același în toate fazele sistemului. Notăm cu  $E_F$  nivelul Fermi comun în  $pn$ .

2) Lărgimea  $E$  a benzii interzise trebuie să se conserve de la un capăt la altul al structurii  $pn$ , întrucît semiconductorul de bază este unul și același (de exemplu  $Si$ ) și se află la echilibru termic.

3) Variația pe direcția  $x$  a energiei potențiale a purtătorilor are loc numai în apropierea interfeței unde se perturbă omogenitatea structurii prin schimbarea tipului de impuritate. Departe de interfață, perturbația se estompează și trebuie să se restabilească asimptotic stările nivelurilor de energie proprii semiconductoarelor  $n$  și  $p$  separate.

Diagrama energetică a joncțiunii  $pn$ , reprezentată în fig. 2.2.3, este construită astfel încît să reflecte îndeplinirea celor trei condiții standard menționate. Pentru aceasta trasăm nivelul  $E_F$  comun. Apoi delimităm

în jurul interfeței regiunea pe care se perturbă nivelurile; evident zona respectivă este tocmai regiunea de trecere de lărgime  $l$ . În afara ei se restabilesc configurațiile de niveluri din fig. 2.2.2; ca urmare, plasăm nivelurile  $E_{en}$  și  $E_{en}$ , respectiv  $E_{ep}$  și  $E_{ep}$ , distanțate față de  $E_F$  comun, exact ca în fig. 2.2.2. În final, asigurăm continuitatea nivelului  $E_{en} - E_{ep}$ , respectiv  $E_{en} - E_{ep}$ , prin racorduri parabolice ca în diagrama potențialului din fig. 2.2.1(f), deoarece legătura potențial-energie potențială este  $-eV(x) = E_c(x)$  pentru electroni și  $+eV(x) = E_v(x)$  pentru goluri.

**DETERMINAREA DIFERENȚEI INTERNE DE POTENȚIAL.**  
Dacă examinăm diagrama energetică din fig. 2.2.3, observăm că energia potențială a electronilor în regiunea  $p$  neutră este mai înaltă cu cantitatea  $eV_0$  decât a celor din regiunea  $n$  neutră și tot cu aceeași cantitate este mai înaltă și energia golurilor din regiunea  $n$  față de a celor din regiunea  $p$ . Acest lucru e în concordanță cu concentrațiile respective de purtători: concentrația este mare unde energia potențială este mică și viceversa.

Dar cantitatea  $eV_0$  provine din necesitatea egalării nivelurilor Fermi separate,  $E_{Fn}$  și  $E_{Fp}$ , pentru a da nivelul comun  $E_F$ , cînd din cele două regiuni se formează un sistem termodinamic unic, adică structura  $pn$ , și ea atinge echilibrul termic. Deci, limitele BI trebuie să se deniveleze la trecerea din regiunea  $n$  în regiunea  $p$  exact cu diferența nivelurilor Fermi:

$$E_{Fn} - E_{Fp} = eV_0. \quad (2.2.23)$$

Putem acum determina diferența internă de potențial  $V_0$  în funcție de concentrațiile de impurități  $N_D$  și  $N_A$ , folosind expresiile cunoscute:

$$N_D \simeq n_{no} = n_i \exp \frac{E_{Fn} - E_i}{kT}$$

și

$$N_A \simeq p_{po} = n_i \exp \frac{E_i - E_{Fp}}{kT},$$

unde  $n_{no}$  și  $p_{po}$  reprezintă concentrația purtătorilor majoritari din regiunea  $n$ , respectiv  $p$ , neutră (sau separată). Înmulțind relațiile precedente și ținînd cont de ec. (2.2.23) obținem:

$$N_A N_D = n_i^2 \exp \frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{kT} = n_i^2 \exp \frac{eV_0}{kT};$$

de unde

$$V_0 = \frac{kT}{e} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} = V_T \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}. \quad (2.2.24)$$

Se observă că diferența internă de potențial  $V_0$  depinde de concentrația impurităților, de temperatură și de lărgimea  $E_G$  a benzii interzise prin intermediul concentrației intrinseci  $n_i$ . Dacă introducem valori uzuale

pentru  $N_A$  și  $N_D$ , constatăm că valorile tipice ale lui  $V_0$  la temperatura camerei sînt de 0,2 — 0,4 V la Ge și de 0,6 — 0,8 V la Si, adică  $V_0$  crește aproape ca  $E_G$ .

## 2.3. JONCTIUNEA PN ÎN REGIM STATIC

Joncțiunea pn funcționează în regim static (staționar) cînd i se aplică la terminale o tensiune continuă (staționară), de la o sursă exterioară. Ca urmare, JPN nu se mai află la echilibru termic și deci, curenții de difuzie și de cîmp nu se mai compensează reciproc. Prin joncțiune și circuitul său exterior va circula un curent net  $i_A$ .

În cele ce urmează vom prezenta mai întîi calitativ comportarea JPN în funcție de polarizare și apoi vom stabili dependența analitică  $i_A = i_A(v_A)$ .

### 2.3.1. COMPORTAREA JONCTIUNII PN ÎN FUNCȚIE DE POLARIZARE

Considerăm JPN în trei situații, conform fig. 2.3.1: (a) nepolarizată, (b) polarizată direct și (c) polarizată invers\*. Am reprezentat în fiecare caz și distribuția potențialului de-a lungul joncțiunii.

Dacă JPN se află la echilibru termic, adică este nepolarizată (fig.

2.3.1, a), sarcinile spațiale sînt  $-q_0$  și  $+q_0$ , cîmpul intern mediu este  $\vec{E}_0$ , iar bariera de potențial este  $V_0$ . Aceste mărimi au fost analizate în cap. 2.2. Tot acolo am menționat că bariera de potențial atinge valoarea  $V_0$  la echilibru, adică atunci cînd pentru fiecare tip de purtător curentul de difuzie (determinat de purtătorii majoritari care difuzează în regiunea opusă) este egalat ca valoare de cel de drift, care este de sens opus (determinat de purtătorii minoritari antrenaji din regiunea opusă). Distingem deci, următorii 4 curenți care traversează JPN:  $i_{pM}$  — curentul golurilor majoritare care trec din regiunea p în n (difuzie);  $i_{pm}$  — curentul golurilor minoritare care trec din n în p (drift);  $i_{nM}$  — curentul electronilor care trec din n în p (difuzie);  $i_{nm}$  — curentul electronilor minoritari care trec din p în n (drift). Deci, în general, curentul net  $i_A$  prin joncțiune este dat de expresia:

$$i_A = (i_{pM} - i_{pm}) + (i_{nM} - i_{nm}), \quad (2.3.1)$$

unde am pus în evidență, prin paranteze, curentul net de goluri, respectiv electroni. Deci, la echilibru termic, deoarece în mod separat acești doi curenți sînt nuli, rezultă  $i_A = 0$ .

\* Tensiunile surselor de c.c. pentru polarizarea dispozitivelor electronice se notează *usua* cu indice dublu (de regulă inițiala denumirii terminalului polarizat neconectat la masă).

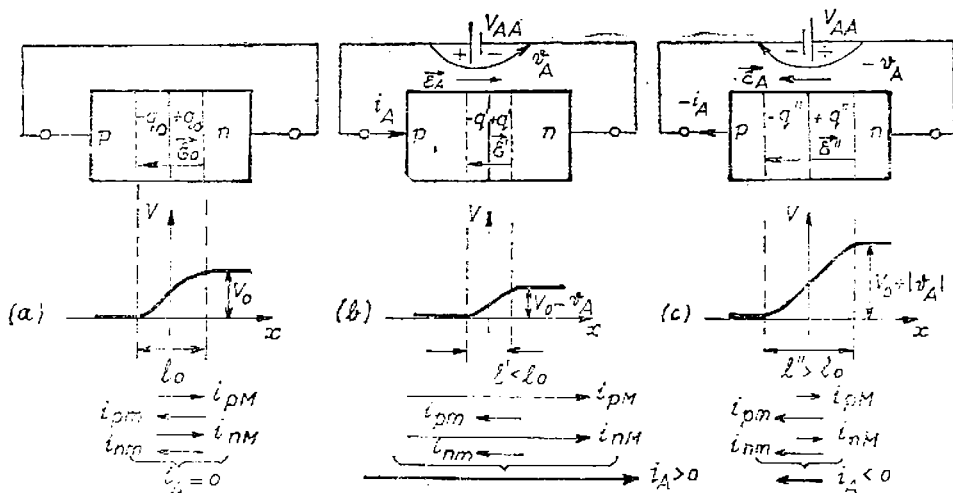


Fig. 2.3.1.

În cazul polarizării directe (stare de neechilibru), deci la  $v_A > 0$  (v. fig. 2.3.1, b), câmpul intern  $\vec{E}$  devine mai mic ca  $\vec{E}_0$  datorită suprapunerii câmpului  $\vec{E}_A$  de sens opus creat de  $v_A$ . Scăderea câmpului avantajează difuzia. Sau, în termeni de energie, prin aplicarea lui  $v_A > 0$  scade potențialul regiunii  $n$  neutre, respectiv scade înălțimea barierei de energie potențială de la  $eV_0$  la  $e(V_0 - v_A)$ , crescând prin aceasta mult (exponențial, ca efect al distribuției Boltzmann a purtătorilor după energie) probabilitatea purtătorilor majoritari să o escaladeze prin difuzie. Deci, cresc apreciați curenții  $i_{pM}$  și  $i_{nM}$ . Numărul purtătorilor minoritari ce „cad în josul barierei” nu se modifică (cît timp există o astfel de barieră), așa că  $i_{pM}$  și  $i_{nM}$  se conservă. Avînd prin urmare  $i_{pM} \gg i_{pM}$  și  $i_{nM} \gg i_{nM}$ , rezultă din rel. (2.3.1)  $i_A > 0$ , adică JPN va fi traversată de un curent direct apreciabil.

Tot stare de neechilibru este și cea de polarizare inversă, deci cînd  $v_A < 0$  (v. fig. 2.3.1, c). Acum  $\vec{E}'' > \vec{E}_0$ , deoarece câmpul  $\vec{E}_A$  creat de  $v_A$  are același sens cu  $\vec{E}_0$ . Creșterea câmpului defavorizează difuzia. Altfel spus, bariera de energie potențială crescînd (față de starea de echilibru) de la  $eV_0$  la  $e(V_0 + |v_A|)$ , scade posibilitatea purtătorilor majoritari de a o escalada prin difuzie. Prin urmare, scad  $i_{pM}$  și  $i_{nM}$  sub valorile de la  $v_A = 0$ , iar  $i_{pM}$  și  $i_{nM}$  își păstrează, practic, valorile de la echilibrul termic, justificarea fiind cea menționată mai înainte. Avînd deci  $i_{pM} < i_{pM}$  și  $i_{nM} < i_{nM}$ , din relația (2.3.1) obținem  $i_A < 0$ , adică JPN va fi străbătută de un mic curent invers.

Raportul dintre curentul direct și cel invers, chiar pentru valori mici ale tensiunii directe față de ale celor inverse, este foarte mare; o valoare tipică a acestui raport este  $10^8$  pentru JPN din Si și  $10^6$  pentru JPN din Ge. Putem spune deci, că o JPN prezintă o conducție unidirecțională,



adică de la regiunea  $p$  la  $n$ , când este polarizată direct. Curentul direct este determinat de difuzia purtătorilor majoritari; privit din regiunea opusă, procesul reprezintă o injecție de purtători minoritari în exces, obținută prin scăderea barierei ca rezultat al aplicării unei tensiuni directe. Curentul foarte mic care apare în sens opus, la polarizarea inversă, se datorește driftului purtătorilor minoritari, care nu mai este compensat de difuzie, acest proces din urmă devenind neînsemnat prin creșterea barierei de la  $V_0$  la  $V_0 + |v_A|$ .

De menționat că, la joncțiunile practice tensiunile directe rar depășesc 1 V, în vreme ce tensiunile inverse pot fi de ordinul zecilor, sutelor sau chiar al miilor de volți.

Este important, în analiza unor aplicații ale JPN, modul cum se modifică cu tensiunea exterioară  $v_A$  mărimile fizice care prezintă interes în regiunea golită: cîmpul electric maxim  $\mathcal{E}_M$ , lărgimea  $l$  și sarcina spațială  $q$ .

La echilibru termic  $\mathcal{E}_M$  este dat de rel. (2.2.21). În prezența tensiunii  $v_A > 0$ , după cum am văzut, cîmpul trebuie să scadă. Același lucru ne arată și rel. (2.2.21), deoarece noua barieră de potențial are înălțimea  $V_0 - v_A$ . Prin urmare, obținem o expresie mai generală pentru  $\mathcal{E}_M$  (valabilă la  $v_A$  staționar oarecare) înlocuind  $V_0$  cu  $V_0 - v_A$ . Rezultă deci, pentru JNP ideală (abruptă)

$$\mathcal{E}_M = \left[ \frac{2e}{\epsilon} \frac{N_A N_D}{N_A + N_D} (V_0 - v_A) \right]^{1/2}. \quad (2.3.2)$$

Conform rel. (2.2.18), în același mod obținem dependența dintre  $l$  și  $v_A$ :

$$l = \left[ \frac{2\epsilon}{e} \left( \frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) (V_0 - v_A) \right]^{1/2}. \quad (2.3.3)$$

În sfîrșit, obținem pentru sarcina spațială  $q$  expresia:

$$q = A \left[ 2e \epsilon \frac{N_A N_D}{N_A + N_D} (V_0 - v_A) \right]^{1/2}. \quad (2.3.4)$$

dacă plecăm de la relațiile (2.2.11) și (2.2.16) și înlocuim pe  $l$  cu expresia 2.3.3). Observăm că mărimile  $\mathcal{E}_M$ ,  $l$  și  $q$  scad la polarizare directă și cresc la cea inversă, față de valorile de la echilibru, după cum se arată și în fig. 2.3.1.

### 2.3.2. ECUAȚIA JONCȚIUNII PN IDEALE

Ne propunem să stabilim expresia analitică  $i_A = i_A(v_A)$  pentru joncțiunea  $pn$  abruptă, pe care am examinat-o în condiții de echilibru termic (cap. 2.2).

Considerăm că JNP este polarizată direct ( $v_A > 0$ ). Expresia analitică obținută este valabilă însă la și polarizarea inversă. O condiție importantă de valabilitate este aceea ca nivelul de injecție să fie mic, pentru că vom

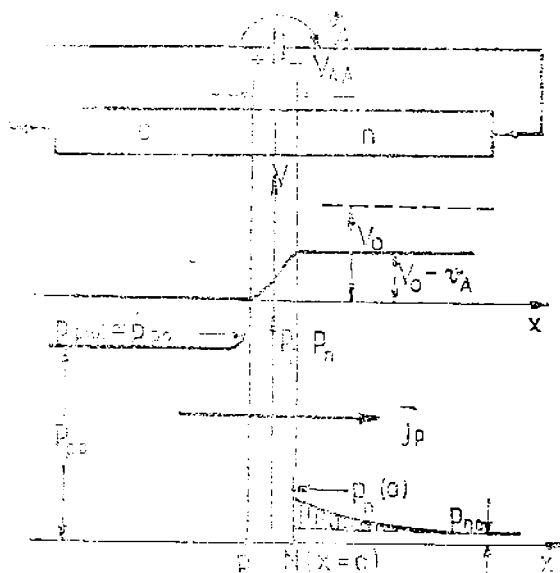


Fig. 2.3.2.

at. Pentru a ne situa în condițiile modelului unidimensional examinat în paragraful 1.4.4, mai presupunem că JNP este groasă, adică lungimile regiunilor  $p$  și  $n$  sunt mult mai mari decât lungimile de difuzie ale purtătorilor minoritari. Presupunem, de asemenea, că JPN este izotermă și că singurul agent exterior care perturbă echilibrul este tensiunea aplicată  $v_A$ .

Deci, pentru calculul curentului prin joncțiune,  $i_A$ , vom evalua densitățile  $j_p$  și  $j_n$  datorate difuziei, le vom însuma și apoi înmulți cu aria  $A$  a secțiunii transversale a JPN. În acest scop, se reprezintă în fig. 2.3.2 joncțiunea polarizată direct cu tensiunea  $v_A$  de la sursa  $V_{AA}$ , variația potențialului de-a lungul joncțiunii,  $V(x)$ , și a concentrației golurilor în regiunea neutră  $n$ ,  $p_n(x)$ , respectiv  $p$  neutră,  $p_p(x)$ .

Trebuie să ne imaginăm că distribuții similare,  $n_p(x)$  și  $n_n(x)$ , vor exista și pentru electroni.

Să ne ocupăm de  $j_p$ . Fiind un curent de difuzie, el este determinat numai de concentrații  $p$  care variază cu distanța. Una dintre acestea este  $p_n(x)$ , care, conform celor stabilite în paragraful 1.4.4, are distribuția

$$p_n = p_{n0} + [p_n(0) - p_{n0}] \exp(-x/L_p), \quad (2.3.5)$$

cu originea pentru  $x$  în punctul  $N$  din fig. 2.3.2. Excesul  $\delta p_n = p_n(x) - p_{n0}$  este hașurat în această figură. A doua concentrație de goluri variabilă cu distanța ar fi  $p_p(x)$ . La echilibru, aceasta este  $p_{p0}$  în toată regiunea  $p$  neutră, dar la aplicarea lui  $v_A > 0$ , din cauza electronilor injectați  $\delta n_p$  (cu distribuție similară lui  $\delta p_n$ ),  $p_p$  trebuie să crească față de  $p_{p0}$  în apropierea limitei  $P$  a regiunii golite. Creșterea este impusă de necesitatea conservării neutralității electrice în fiecare punct al regiunilor neutre. Însă, față de

folosi expresii pentru concentrațiile de purtători stabilite în condiții de echilibru și vom ține cont că joncțiunea este polarizată doar prin faptul că înlocuim bariera de potențial  $V_0$  cu  $V_0 - v_A$ . Aproximația pe care o facem este valabilă numai dacă suntem în condiții de cvasiechilibru, adică dacă ne îndepărtăm puțin de la starea de echilibru termic, ceea ce impune nivel mic de injecție.

Am arătat în paragraful precedent că la polarizarea directă curentul prin JNP este determinat de purtătorii majoritari injectați în regiunea opusă, unde difuzează ca purtători minoritari în exces și se recombina trep-

$p_{p0}$ , creșterea  $p_p(0) - p_{p0}$  este cu totul neglijabilă și nu poate fi comparată cu creșterea  $p_n(0) - p_{n0}$  față de  $p_{n0}$ .

Pentru a ilustra cantitativ diferența dintre creșterile relative menționate să apelăm la ordine de mărime tipice. Considerăm  $N_A, N_D \approx 10^{16}$  (toate concentrațiile exprimate în  $\text{cm}^{-3}$ ); deci  $p_{p0}, n_{n0} \approx 10^{16}$ . Nivel mic de injecție înseamnă  $p_n(0), n_p(0) \ll n_{n0}, p_{p0}$ , deci putem admite  $p_n(0), n_p(0) \approx 10^{14}$ . Avem însă  $p_{n0}, n_{p0} \approx 10^4$  (fiindcă  $p_{n0}, n_{p0} = n_i^2/n_{n0}, p_{p0}$ ). De aici rezultă excesul:  $p_n(0) - p_{n0} = 10^{14} - 10^4 \approx 10^{14}$ ; de același ordin de mărime va fi și excesul în regiunea  $p$ . Concluzie; aplicînd  $v_A$ ,  $p_n$  variază cu distanța de la  $10^4$  la  $10^{14}$ , deci cu 10 ordine de mărime, în timp ce  $p_p$  de la  $10^{16}$  la  $10^{16} + 10^{14} \approx 10^{16}$ , adică  $p$  nu se modifică practic.

Prin urmare,  $j_p$  va fi dat numai de  $p_n$ , cu distribuția (2.3.5). Avem  $\vec{j}_p = -eD_p \nabla p_n$  iar pentru modelul unidimensional

$$j_p = -eD_p dp_n/dx. \quad (2.3.6)$$

Introducînd (2.3.5) în (2.3.6), obținem

$$j_p = \frac{eD_p}{L_p} [p_n(0) - p_{n0}] \exp\left(-\frac{x}{L}\right). \quad (2.3.7)$$

În (2.3.7),  $D_p, L_p$  și  $p_{n0}$  sînt parametrii fizici ai semiconductorului. Mărimea care depinde de  $v_A$  este  $p_n(0)$ . Să stabilim această dependență.

Vom avea în vedere că distribuția gurilor după energie este de tip Boltzmann, adică  $p_1/p_2 = \exp(-E_1/kT)/\exp(-E_2/kT)$ , dacă  $p_1$  și  $p_2$  sînt concentrațiile gurilor avînd energia  $E_1$ , respectiv  $E_2$ .

Să notăm cu  $E_{P0}$  și  $E_{N0}$  energia gurilor pe limitele  $P$ , respectiv  $N$ , ale regiunii golite la echilibru (v. fig. 2.3.2) și cu  $E_P$  și  $E_N$  aceleași mărimi la aplicarea lui  $v_A > 0$ . (Aici neglijăm variația lărgimii  $l$  a regiunii golite în funcție de  $v_A$ , efectul acestuia asupra caracteristicii  $v_A - i_A$  fiind de ordinul doi.) Scriind distribuția Boltzmann la echilibru ( $v_A = 0$ ), obținem

$$\frac{p_{p0}}{p_{n0}} = \frac{\exp(-E_{P0}/kT)}{\exp(-E_{N0}/kT)} = \exp \frac{E_{N0} - E_{P0}}{kT} = \exp \frac{eV_0}{kT}, \quad (2.3.8)$$

deoarece diferența de energie potențială  $E_{N0} - E_{P0}$  este tocmai înălțimea barierei  $eV_0$ . Făcînd același lucru în condiții de cvasiechilibru ( $v_A > 0$ , dar nivel mic de injecție) și punînd, precum am justificat, că  $p_p(0) \approx p_{p0}$ , rezultă

$$\frac{p_{p0}}{p_n(0)} = \frac{\exp(-E_P/kT)}{\exp(-E_N/kT)} = \exp \frac{E_N - E_P}{kT} = \exp \frac{e(V_0 - v_A)}{kT}$$

sau

$$\frac{p_{p0}}{p_n(0)} = \exp \frac{eV_0}{kT} \exp\left(-\frac{ev_A}{kT}\right), \quad (2.3.9)$$

deoarece noua barieră de energie potențială este  $eV_0 - ev_A$  (v. și fig. 2.3.2).

Raportul rel. (2.3.8—9) conduce la

$$p_n(0) = p_{n0} \exp \frac{ev_A}{kT}, \quad (2.3.10)$$

ceea ce reprezintă dependența căutată.

Înlocuim acum exp. (2.3.10) în (2.3.7). Obținem:

$$j_p = \frac{eD_p p_{n0}}{L_p} \left( \exp \frac{ev_A}{kT} - 1 \right) \exp \left( -\frac{x}{L_p} \right). \quad (2.3.11)$$

Curentul  $j_p$  este funcție de  $x$ . Dacă vom calcula și curentul de difuzie al electronilor,  $j_n$ , și facem  $A(j_p + j_n)$ , obținem curentul  $i_A$  prin joncțiune. Conform teoremei continuității,  $i_A$  nu trebuie să depindă de  $x$ , deci putem lua orice punct pentru calculul sumei  $j_p + j_n$ . Fie acesta punctul  $N(x=0)$ . Avem

$$j_p(N) = \frac{eD_p p_{n0}}{L_p} \left( \exp \frac{ev_A}{kT} - 1 \right). \quad (2.3.12)$$

Pe o cale cu totul analoagă, găsim pentru curentul de electroni în punctul  $P$  (v. fig. 2.3.2) expresia:

$$j_n(P) = \frac{eD_n n_{p0}}{L_n} \left( \exp \frac{ev_A}{kT} - 1 \right). \quad (2.3.13)$$

Deoarece lărgimea  $l$  a regiunii golite este cu câteva ordine de mărime mai mică decât lungimile de difuzie care intervin în legile exponențiale de scădere cu distanța a curenților  $j_p$  și  $j_n$  (v. rel. 2.3.11), valorile lor nu se modifică, de-a lungul lui  $l$ . (Altfel spus, numărul de recombinări ale purtătorilor care traversează regiunea golită este neglijabil datorită atât distanței  $l$  mici, cât și concentrației reduse de purtători existenți în această regiune.) Ca urmare,  $j_n(P) \simeq j_n(N)$  și deci

$$i_A \equiv A[j_p(N) + j_n(N)] = Ae \left( \frac{D_p}{L_p} p_{n0} + \frac{D_n}{L_n} n_{p0} \right) \left( \exp \frac{ev_A}{kT} - 1 \right)$$

sau

$$i_A = I_0 \left( \exp \frac{v_A}{V_T} - 1 \right), \quad (2.3.14)$$

unde

$$I_0 \equiv Ae \left( \frac{D_p}{L_p} p_{n0} + \frac{D_n}{L_n} n_{p0} \right) \quad (2.3.15)$$

și se numește curent de saturație sau curent rezidual al joncțiunii, reprezentând valoarea constantă către care tinde  $-i_A$  la tensiuni  $v_A$  negative de modul mare. Amintim că  $V_T \equiv kT/e$  este tensiunea termică, cu valoarea de 26 mV la  $T = 300$  K.

Dependența (2.3.14) dintre  $i_A$  și  $v_A$  reprezintă ecuația joncțiunii  $pn$  (diodei) ideale, iar graficul ei — din fig. 2.3.3 — caracteristica statică teoretică a joncțiunii  $pn$  idealizate.

Ecuația JPN ideale este o relație fundamentală pentru dispozitivele electronice cu joncțiuni semiconductoare. Ea și graficul corespunzător din fig. 2.3.3 reflectă două proprietăți specifice dispozitivelor electronice:

1) dependența neliniară dintre variabilele electrice de la terminale ( $v_A$  și  $i_A$ ) — ceea ce atestă faptul că JPN nu ascultă de legea lui Ohm — și 2) conducție unidirecțională (într-un singur sens): prin JPN trece un curent mare (de la  $p$  la  $n$ ) când este polarizată direct ( $v_A > 0$ ) și un curent foarte mic (practic nul) când este polarizată invers. Pe aceste două proprietăți își bazează funcționarea diodei cu JPN în aplicații ca redresarea curentului alternativ, detecția semnalelor modulate, conversiunea frecvenței etc.

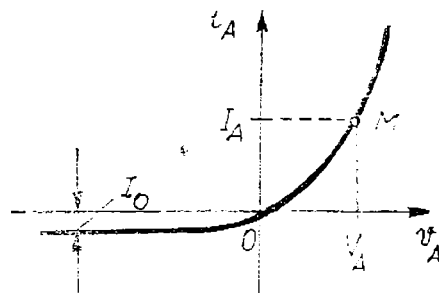


Fig. 2.3.3.

Dacă joncțiunii  $i$  se aplică o tensiune continuă specificată,  $v_A = V_A$ , rezultând un curent  $i_A = I_A$ , spunem că joncțiunea lucrează în punctul de funcționare static (de repaus sau mediu)  $M(V_A, I_A)$  (v. fig. 2.3.3). De exemplu, dacă spunem că JPN lucrează în punctul  $M_1(0,3 \text{ V}; 10 \text{ mA})$ , subînțelegem că JPN este polarizată direct cu  $V_A = 0,3 \text{ V}$  și este străbătută de curentul  $I_A = 10 \text{ mA}$ , iar în cazul punctului static  $M_2(-10 \text{ V}, -2 \text{ } \mu\text{A})$ , JPN este polarizată invers.

Ecuația JPN ideale este utilizată adesea sub formă simplificată, dacă punctul static este plasat departe de origine. Astfel:

- pentru polarizări directe cu  $v_A > 3V_T$  (deci pentru  $v_A \geq 0,1 \text{ V}$ , la temperatura camerei), folosim aproximarea  $i_A \approx I_0 \exp(v_A/V_T)$ ;
- pentru polarizări inverse cu  $v_A \leq -3V_T$  ( $v_A \leq -0,1 \text{ V}$ ), putem lua  $i_A \approx -I_0$ .

### 2.3.3. ABATERI DE LA CARACTERISTICA TEORETICĂ IDEALIZATĂ

Caracteristica  $v_A - i_A$  a joncțiunilor  $pn$  reale se abate de la ec. (2.3.14) datorită atât realizării doar aproximative a unora dintre ipotezele simplificatoare pe care s-a fondat deducerea ecuației respective, cât și apariției unor fenomene specifice funcționării JPN în condiții extreme și care nu au fost luate în discuție. Ne vom referi pe scurt la cele care au efecte mai importante asupra caracteristicii  $v_A - i_A$ .

**EFACTUL GENERĂRII-RECOMBINĂRII ÎN REGIUNEA COLITĂ.** La tensiuni inverse (reverse)  $v_R \equiv -v_A \gg V_T$ , curentul are o valoare (în modul)  $I_s$  mai mare ca  $I_0$  dat de rel. (2.3.15), datorită generării termice

de perechi electron-gol în regiunea golită. Fluxul acestor purtători se adaugă la cel al purtătorilor minoritari proveniți din regiunile neutre.

Pe de altă parte, la tensiuni directe, cîmpul în regiunea de trecere micșorîndu-se se reduce și acțiunea lui de înlăturare a purtătorilor generați aici. Ca urmare, fluxul de purtători care se recombina în regiunea de trecere nu mai este chiar neglijabil, determinînd scăderea lui  $i_A$ .

Cele două fenomene descrise mai sus, avînd ca efect creșterea curentului de saturație (rezidual) la valoarea  $I_s$ , respectiv reducerea curentului direct, cer corectarea ecuației (2.3.14). Ca urmare, joncțiunile  $p-n$  (diodle) reale sînt descrise mai bine de ecuația:

$$i_A = I_s \left( \exp \frac{v_A}{mV_T} - 1 \right), \quad (2.3.16)$$

constantele  $I_s$  și  $m$  determinîndu-se experimental. (Valorile tipice ale lui  $m$  sînt cuprinse între 1 și 2.)

**EPECTE LA CURENȚI MARI.** Cînd JPN este străbătută de curenți intensi, își pierde valabilitatea ipoteza nivelului mic de injecție, nu se mai pot neglija căderile de tensiune pe regiunile neutre și deci, nici cîmpul în aceste regiuni. Ca urmare, tensiunea  $v_A$  aplicată la terminale se va divide în  $v_{TR}$  — tensiunea ce revine regiunii de trecere și  $v_N$  — căderea de tensiune pe regiunile neutre, cu  $v_A = v_{TR} + v_N$ .

Putem rezuma astfel comportarea JPN la curenți intensi (densități de peste 1 A/mm<sup>2</sup> la Si): creșterea curentului  $i_A$  cu  $v_A$  nu mai este exponențială, ci cu pantă mai mică (din cauza căderii  $v_N$ ), iar la curenți deosebit de mari, cînd lărgimea regiunii de trecere tinde către zero, caracteristica  $v_A - i_A$  devine cvasiliniară, comportarea JPN apropiindu-se de cea a unei rezistențe.

**EFFECTUL TEMPERATURII.** Caracteristica  $v_A - i_A$  este foarte sensibilă la variația temperaturii, deoarece  $i_A$  crește aproximativ exponențial cu  $T$ . Aceasta este consecința proceselor de generare termică și derecombinație a purtătorilor.

Justificarea comportării joncțiunii în funcție de temperatură rezultă chiar din relațiile (2.3.14—15) care descriu JPN ideală.

La tensiuni inverse de valori practice,  $i_A \approx -I_0$ . În exp. (2.3.15) a lui  $I_0$ , parametrii  $D$  și  $L$  depind slab de  $T$ . Dar  $p_{n0} \approx n_i^2/N_D$  și  $n_{p0} \approx n_i^2/N_A$ , deci

$$I_0 \sim n_i^2 \sim T^3 \exp \left( -\frac{E_G}{kT} \right), \quad (2.3.17)$$

ceea ce arată că  $I_0$  crește exponențial cu temperatura (factorul  $T^3$  avînd efect de ordinul doi). Rezultă pentru joncțiunile practice din Si sau Ge o creștere procentuală  $\Delta I_0/I_0 \Delta T \approx 7\%/^{\circ}\text{C}$ .

Și în conducția directă  $i_A$  crește cu  $T$ . Din dependența teoretică  $i_A = I_0 \exp v_A/kT$  și rel. (2.3.17) obținem

$$i_A \sim T^3 \exp \left( -\frac{E_G - v_A}{kT} \right). \quad (2.3.18)$$

Deoarece la polarizările directe normale  $v_A < V_0$  iar  $eV_0 < E_G$  ( $eV_0$  fiind egală cu diferența nivelelor Fermi  $E_{Fn} - E_{Fp} < E_G$ ), rel. (2.8.18) reflectă efectiv o creștere a lui  $i_A$  cu  $T$ .

Creșterea este aproximativ exponențială, dar mai lentă decât la polarizarea inversă, deoarece la exponent în locul lui  $E_G$  apare cantitatea mai mică  $E_G - eV_A$ . Efectul creșterii lui  $i_A$  cu  $T$  asupra caracteristicii statice directe constă în deplasarea ei spre stînga, adică spre valori mai mici ale lui  $v_A$ . Evaluarea cantitativă arată că raportul  $\Delta v_A / \Delta T$ , unde  $\Delta T$  este variația temperaturii iar  $\Delta v_A$  deplasarea pe axa  $v_A$  a caracteristicii directe, ia valori cuprinse între  $-1$  și  $-3$  mV/°C.

**STRĂPUNGerea JONCȚIUNII.** Am arătat (v. cap. 2.3.1) că în funcție de  $v_A$  variază cîmpul maxim  $\mathcal{E}_M$  pe interfața JPN, dependența fiind dată de rel. (2.3.2). Ne interesează situațiile cînd  $\mathcal{E}_M$  ia valori mari, care pot determina străpungerea JPN. Observăm din (2.3.2) că aceasta se întîmplă la tensiuni inverse. Deci, pentru o tensiune inversă  $v_R$  aplicată joncțiunii, cîmpul maxim este

$$\mathcal{E} = \left[ \frac{2e}{\epsilon} \frac{N_A N_D}{N_A + N_D} (V_0 + v_R) \right]^{1/2} \simeq \left( \frac{2e}{\epsilon} \frac{N_A N_D}{N_A + N_D} v_R \right)^{1/2}, \quad (2.3.19)$$

deoarece  $V_0 \ll v_R$  pentru polarizări la care interesează străpungerea. Observăm că  $\mathcal{E}_M$  crește atît cu  $v_R$ , cît și cu  $N_A$  și  $N_D$ .

Există două mecanisme de străpungere a joncțiunii.

Primul mecanism, denumit multiplicare în avalanșă a purtătorilor, decurge în felul următor. Mărind tensiunea inversă aplicată  $v_R$ , crește  $\mathcal{E}_M$  și purtătorii minoritari care traversează regiunea golită capătă între două ciocniri succesive cu rețeaua energii tot mai mari. Pentru o valoare a cîmpului specifică semiconductorului și gradului de dotare, numită cîmp de străpungere  $\mathcal{E}_B$ , purtătorii minoritari au asemenea energii încît determină generarea de noi perechi electron-gol, în urma ciocnirilor cu atomii rețelei. Purtătorii se multiplică în avalanșă, determinînd creșterea bruscă a curentului invers  $i_R$ , care este limitat doar de rezistența circuitului exterior. La Si,  $\mathcal{E}_B \simeq 30$  V/ $\mu$ m pentru  $N_A, N_D \in (10^{15}, 10^{18} \text{ cm}^{-3})$  și crește ușor o dată cu concentrația impurităților, pînă la 100 V/ $\mu$ m la  $N_A, N_D \simeq 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

Tensiunea aplicată joncțiunii corespunzătoare cîmpului  $\mathcal{E}_B$  reprezintă tensiunea de străpungere, notată uzual  $V_B$  (breakdown voltage). Dacă  $i_R$  este curentul invers normal al JPN (fără efectul avalanșei), curentul corespunzător în apropierea străpungerii în avalanșă este de  $M$  ori mai mare, adică este

$$i_{RA} = M i_R. \quad (2.3.20)$$

Coeficientul  $M$ , numit factor de multiplicare, este dat de următoarea relație stabilită experimental:

$$M = \frac{1}{1 - (v_R/V_B)^n}, \quad (2.3.21)$$

unde  $v_R$  este tensiunea inversă aplicată joncțiunii, iar exponentul  $n$  are o valoare cuprinsă între 3 și 6. Desigur, pentru  $i_R$  din (2.3.20) poate fi luată valoarea  $I_s$  (determinată experimental) din rel. (2.3.16), care se scrie și astfel:  $i_R = I_s [1 - \exp(-v_R/V_T)]$ ; pentru  $v_R \gg V_T$  avem  $i_R \simeq I_s$ .

Al doilea mecanism de străpungere se numește efect (străpungere) Zener și se produce numai în joncțiuni puternic dotate cu impurități. Dacă  $N_A$  și/sau  $N_D$  sînt mari (v. rel. 2.3.19), cîmpul electric poate fi deosebit de intens, chiar la tensiuni  $v_R$  mici. La asemenea cîmpuri intense, se înclină mult benzile energetice (pentru  $v_R = 0$ , v. fig. 2.2.3) și electronii din BV pot trece prin efect tunel în BC, generîndu-se perechi electron de conducție-gol. Aceste perechi determină creșterea bruscă a curentului  $i_R$ , adică străpungerea Zener, celălalt mecanism nemaiproducîndu-se.

Străpungerea JPN, produsă prin mecanismele mai sus examinate, este destul de abruptă. Ea se mai numește și străpungere naturală, pentru a o distinge de străpungerea mai puțin abruptă determinată de defecte de fabricație.

Străpungerea naturală nu este distructivă (adică nu conduce neapărat la distrugerea joncțiunii) dacă intensitatea curentului invers (și deci puterea disipată de joncțiune) este limitată, de către rezistența circuitului exterior, la o valoare care să nu determine o supraîncălzire a joncțiunii.

Pentru aplicațiile folosind proprietatea de conducție unidirecțională a JPN (de exemplu, redresarea c.a.), străpungerea constituie un dezavantaj, pentru că limitează valoarea tensiunii inverse aplicabilă JPN.

Dar există JPN — și anume cele din structura diodelor Zener (stabilizatoare de tensiune) — pentru care străpungerea (nedistructivă) constituie efectul util aplicației, joncțiunile respective funcționînd efectiv în regiunea de străpungere. Deși mecanismul de străpungere Zener este implicat numai la tensiuni de străpungere mici (tipic sub 5 V), prin diodele Zener se înțeleg toate cele care funcționează în regiunea de străpungere.

De subliniat că  $V_B$  la străpungerea prin avalanșă (decă la diodele Zener de tensiuni mari) crește cu temperatura, deoarece o parte mai mare din energia luată de purtători din cîmpul  $\mathcal{E}$  este pierdută de ei prin împrăsticirile pe fononi, care se intensifică la creșterea lui  $T$ . În schimb, la străpungerea Zener (decă la diodele cu tensiuni de stabilizare mici),  $V_B$  scade cu  $T$  întrucît probabilitatea de tunelare devine mai mare pentru electroni, cînd temperatura crește. Sau, altfel spus, la energii termice mai mari, electronii se pot desprinde din legăturile covalente (pentru a se genera în rețea perechi electron-gol) la cîmpuri electrice mai slabe.

## EFFECTE LA CAPETELE JONCȚIUNII. CONTACTE OHMICE.

Efecte importante asupra caracteristicii  $v_A - i_A$  pot produce așa-numitele stări energetice de suprafață, îndeosebi cele de la capetele structurii, precum și comportarea electrică a contactelor cu terminalele metalice ale joncțiunii. Stările energetice de suprafață sînt stările permise care se induc în BI datorită discontinuității rețelei cristaline și prezenței unor atomi străini la suprafața structurii  $pn$ . Aceste stări măresc viteza de recombinare și micșorează timpul mediu de viață al purtătorilor în exces; decă, defectele



de rețea și impuritățile de la suprafața JPN constituie centre de recombinare care se adaugă celor existente în volumul semiconductoarelor. Principalul lor efect asupra caracteristicii  $v_A - i_A$  constă în mărirea curentului invers și creșterea lui mai accentuată cu tensiunea inversă aplicată.

La stabilirea ec. (2.3.14) s-a presupus că joncțiunea este groasă, adică lungimile regiunilor  $n$  și  $p$  sînt mult mai mari decît lungimile de difuzie ale purtătorilor minoritari. JPN reale sînt de regulă nesimetrice, regiunea mai slab impurificată nesatisfăcînd condiția de mai sus. (Aceasta se realizează mai ușor pentru a se obține o rezistență serie mică.) În acest caz,  $i_A$  depinde de lungimea regiunii subțiri și totodată de proprietățile contactului de la capătul respectiv, mai precis de capacitatea lui de a prelua fluxul de purtători minoritari care difuzează spre el. (De menționat că la JPN groasă,  $i_A$  este independent de această proprietate a contactului.) Și aici, efectul important asupra caracteristicii statice este acela că la polarizare inversă curentul nu se saturează.

Condiția de bază impusă contactelor prin care se realizează legătura dintre terminalele metalice și capetele regiunilor  $n$  și  $p$  este ca ele să fie contacte ohmice (sau contacte neredresoare), adică să prezinte o conducție bidirecțională. Altfel spus, ele trebuie să se supună legii lui Ohm, deci să se comporte ca o rezistență constantă și cît mai mică în ambele sensuri. În caz contrar, ele afectează caracteristica statică a diodei cu JPN, privită de la terminale.

În general, contactul dintre un metal și o regiune semiconductoră, numit contact metal-semiconductor (MS), prezintă la echilibru termic o regiune golită de purtători și deci o barieră de potențial, care-i conferă caracter redresor. Principalul există două căi pentru a obține un contact MS cu comportare ohmică.

Una dintre căi constă în evitarea apariției unei regiuni golite de purtători la interfața MS.

Pentru aceasta, în cazul contactului metal-semiconductor  $n$  (fig. 2.3.4) trebuie să alegem un metal al cărui lucru de ieșire  $\Phi_m$  să fie mai mic decît lucrul de ieșire  $\Phi_n$  al semiconductorului de tip  $n$ . Menționăm că lucrul de ieșire este energia minimă care trebuie comunicată electronului de pe nivelul Fermi pentru a fi extras din solid în vid (nivelul 0 în fig. 2.3.4–5). Cînd metalul este pus în contact cu semiconductorul  $n$ , diagramele energetice se vor racorda astfel ca la echilibru nivelul Fermi să fie unic în întreaga structură. (Cînd metalul și semiconductorul sînt separate, diagramele energetice sînt ca în fig. 2.3.4,  $a$  și  $b$ , cu nivele Fermi distincte,  $E_{Fm}$  respectiv  $E_{Fn}$ .) Existînd în metal electroni  $e_m$  pe niveluri mai înalte decît unele niveluri libere din BC a semiconductorului  $n$ , acestea vor fi ocupate cu electroni  $e_m$ . (La JPN, dimpotrivă, electronii

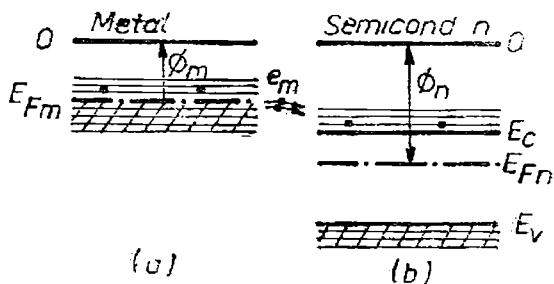


Fig. 2.3.4.

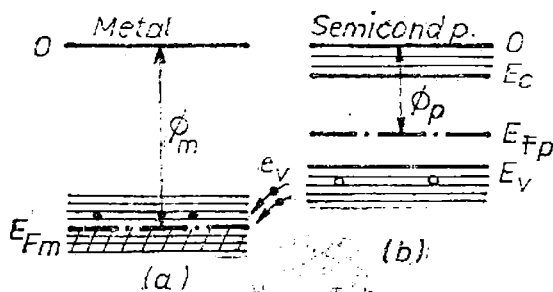


Fig. 2.3.5.

și de intensitate proporțională cu modulul tensiunii. Am obținut în felul acesta un contact ohmic.

În celălalt caz, al contactului MS—p (fig. 2.3.5), vom alege un metal cu  $\Phi_m > \Phi_p$ . Am redat în fig. 2.3.5(a) și (b) diagramele energetice pentru metal și semiconductorul p, separate. La punerea în contact, echilibrul termic cerind un nivel Fermi comun în întreaga structură și existind în semiconductor electroni de valență  $e_v$  pe niveluri mai înalte decât unele niveluri libere din metal, ultimele vor fi ocupate de electroni  $e_v$ , generându-se goluri în BV. Deci, nici acum nu apare o regiune golită de purtători, contactul rezultând neredresor.

A doua cale de obținere a contactului ohmic constă în reducerea lărgimii regiunii golite prin dotarea puternică a semiconductorului în vecinătatea contactului MS (rezultând structura  $nn^+$ -metal, respectiv  $pp^+$ -metal). Regiunea golită, foarte îngustă (cu câmp electric intens la echilibru termic, v. rel. 2.3.19), poate fi ușor străbătută prin efect tunel, ca și în cazul străpungerii Zener.

Menționăm că prezintă importanță practică și contactul MS redresor, el reprezentînd structura dispozitivului denumit diodă Schottky. Datorită faptului că la transportul curentului prin diodele Schottky participă numai purtătorii majoritari, în funcționarea lor nu mai intervin procesele de injecție, difuzie și recombinare a purtătorilor minoritari. Ca urmare, viteza de răspuns a lor este mult mai mare ca a diodelor cu joncțiuni pn, ceea ce le conferă performanțe superioare la frecvențe înalte și în regim de comutare, adică la trecerea rapidă din starea de conducție în cea blocată.

## 2.4. JONCȚIUNEA PN ÎN REGIM DINAMIC

Studiul funcționării joncțiunii pn — și în general a dispozitivelor semiconductoare în regim dinamic — este important, pentru că acest regim este propriu funcționării unei clase largi de circuite electronice și anume a celor destinate prelucrării semnalelor cu variație continuă în timp.

difuzau din regiunea n în regiunea p, golindu-se de electroni stratul  $x \in (0, l_n)$ , v. fig. 2.2.1, c) Acesta este efectul de prim ordin care se produce la realizarea contactului MS. Ca urmare, nu apare, practic, o regiune golită de purtători mobili de sarcină și deci, la aplicarea pe contact a unei tensiuni continue de orice polaritate, va curge un curent de sens corespunzător, tensiunii. Am obținut în felul

În cele ce urmează, vom examina comportarea JPN în regim dinamic de semnal mic și vom stabili, pe baza rezultatelor obținute, parametrii de semnal mic și circuitul echivalent corespunzător al JPN.

### 2.4.1. REGIMUL DINAMIC DE SEMNAL MIC

Un dispozitiv electronic, în cazul de față joncțiunea  $p-n$ , funcționează în regim dinamic dacă tensiunile și curenții la terminale au variație continuă în timp. Obținem un astfel de regim pentru JPN polarizată direct dacă peste tensiunea continuă  $V_A$  se aplică și una variabilă în timp  $v_a = v_a(t)$ , numită semnal (tensiune de semnal), ca în fig. 2.4.1. Tensiunea totală pe joncțiune este

$$v_A = V_A + v_a. \quad (2.4.1)$$

Un caz particular important este acela în care semnalul are variație armonică în timp:  $v_a = V_a \sin \omega t$ , unde  $V_a$  reprezintă amplitudinea semnalului aplicat,  $\omega = 2\pi f$  — pulsația acestuia, iar  $f$  — frecvența.

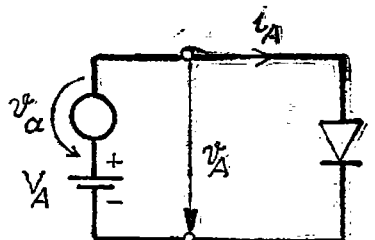


Fig. 2.4.1.

Dacă semnalul variază lent în timp, astfel încît, cu o bună aproximație, valoarea lui  $i_A$  din orice moment  $t$  este determinată de valoarea lui  $v_A$  din acel moment, ca în regim static (deci, ca și cum  $i_A$  este curentul continuu determinat de tensiunea continuă aplicată  $v_A$ ), spunem că JPN funcționează în regim cvasistaționar. În cazul semnalului armonic de perioadă  $T = 1/f$ , regimul este cvasistaționar dacă perioada  $T$  este mult mai mare (cel puțin cu două ordine de mărime) decît timpii de viață  $\tau_n$  și  $\tau_p$  ai purtătorilor minoritari injectați în exces în regiunea  $p$ , respectiv  $n$ , a JPN. Pentru semnale de audiofrecvență ( $f < 20$  kHz), JPN lucrează în regim cvasistaționar.

Cînd semnalul variază rapid în timp, respectiv cînd semnalul armonic este de înaltă frecvență, variațiile lui  $i_A$  nu mai urmăresc pe cele ale lui  $v_A$  datorită, în principal, valorilor finite ale lui  $\tau_n$  și  $\tau_p$ . Dacă, de exemplu,  $v_A$  scade brusc,  $i_A$  scade mai lent deoarece, recombinarea purtătorilor necesită un anumit timp, gradientul concentrației lor (care determină pe  $i_A$ ) nu poate scădea în ritmul lui  $v_A$ . Fenomenul poate fi comparat cu cel care se petrece cînd un condensator, conectat în paralel cu o rezistență a unui divizor de tensiune, întreține curentul tranzitoriu prin aceea rezistență la scăderea bruscă a tensiunii aplicate divizorului. Regimul joncțiunii  $p-n$  în care ținem seama de caracterul nestaționar al distribuției concentrației purtătorilor minoritari în exces, adică de faptul că distribuția variază în timp și cu distanța de-a lungul regiunii neutre respective, se numește regim nestaționar. În acest regim trebuie examinată JPN polarizată direct, dacă  $\tau_n$  și  $\tau_p$  nu sînt efectiv neglijabil față de perioada  $T$  a semnalului.

Pentru a caracteriza regimul dinamic de semnal mic să presupunem că

acesta este cvasistaționar. Condiția pe care o vom obține este valabilă însă și în regim nestacionar.

Deci considerăm că se aplică joncțiunii  $p\bar{n}$  ideale o tensiune de forma (2.4.1) în care  $v_a$  este lent variabil. Ne propunem să determinăm răspunsul JPN la semnalul  $v_a$ , prin răspuns înțelegînd componenta variabilă  $i_A$  a curentului  $i_A$  prin JPN. Pentru aceasta folosim ecuația JPN ideale (rel. 2.3.14). Avem

$$i_A = I_0 \left( \exp \frac{v_A}{V_T} - 1 \right) = I_0 \left( \exp \frac{V_A}{V_T} \exp \frac{v_a}{V_T} - 1 \right). \quad (2.4.2)$$

Presupunem că  $v_a/V_T < 1$ . Atunci  $\exp(v_a/V_T)$  se poate dezvolta în serie:

$$\exp \frac{v_a}{V_T} = 1 + \frac{v_a}{V_T} + \frac{1}{2} \left( \frac{v_a}{V_T} \right)^2 + \dots \quad (2.4.3)$$

Dacă am înlocui (2.4.3) în (2.4.2) ar rezulta pentru  $i_A$  o componentă constantă și un șir de componente variabile proporționale cu  $v_a$ ,  $v_a^2$ , ... Suma componentelor variabile constituie răspunsul JPN la semnalul  $v_a$ . Este clar că relația semnal-răspuns este neliniară. Aceasta este consecința caracterului neliniar al caracteristicii  $v_A - i_A$ , respectiv al ecuației JPN ideale (ec. 2.4.2).

În particular, dacă semnalul  $v_a$  este sinusoidal, răspunsul  $i_A$  va rezulta distorsionat (deformat), deci nesinusoidal. El va conține pe lângă componenta fundamentală cu frecvența  $f$  a semnalului și componente armonice cu frecvențele  $2f$ ,  $3f$  etc., rezultate din descompunerea în serie Fourier a răspunsului periodic nesinusoidal.

Într-o serie de aplicații fundamentale ale dispozitivelor electronice, și în special ale celor active (care pot amplifica semnalele), se urmărește obținerea unui răspuns proporțional cu semnalul, adică a unei relații liniare între semnal și răspuns. Spunem în acest caz că, pentru semnal, dispozitivul are o comportare liniară.

Examinînd rel. (2.4.3) rezultă că JPN se comportă liniar pentru semnal dacă, dintre termenii dezvoltării dependenți de semnalul  $v_a$ , doar cel liniar ( $v_a/V_T$ ) este important. Ceilalți sînt neglijabili dacă cel mai mare dintre ei, adică termenul patrat, este mult mai mic decît cel liniar, deci dacă este îndeplinită condiția

$$|v_a| \ll V_T \equiv \frac{kT}{e}, \quad (2.4.4)$$

numită condiție de semnal mic. Prin urmare, condiția de semnal mic cere ca modulul maxim al tensiunii de semnal să fie cel puțin cu un ordin de mărime inferior tensiunii termice. Deoarece  $V_T \simeq 26$  mV la temperatura camerei, iar caracteristica experimentală  $v_A - i_A$  este mai slab neliniară decît cea dată de ec. (2.4.2) (v. de exemplu (2.3.16)), în practică se consideră că semnalul este mic dacă  $|v_a| \leq 10$  mV. Dacă această condiție este îndeplinită, spunem că JPN funcționează în regim dinamic de semnal mic.

Un semnal sinusoidal  $v_a = V_a \sin \omega t$ , se consideră mic dacă amplitudinea sa  $V_a$  nu depășește 10 mV. Cu un asemenea semnal aplicat, JPN funcționează în regim dinamic armonic deoarece ambele variabile de semnal  $v_a$  și  $i_a$ , prezente în circuitul din fig. 2.4.1 au variație armonică (sinusoidală) în timp.

În fig. 2.4.2 am reprezentat mărimile  $v_A$  și  $i_A$  corespunzătoare funcționării JPN în regim static ( $t < 0$ ) și dinamic armonic ( $t > 0$ ), folosind convenția de notare recomandată de CEI (Comisia Electrotehnică Internațională): componentă continuă (medie, de repaus) — simbol și indice cu litere mari ( $V_A, I_A$ ); componentă variabilă (valoare instantanee) — simbol și indice cu litere mici ( $v_a, i_a$ ); amplitudine (a componentei variabile) — simbol cu literă mare și indice cu literă mică ( $V_a, I_a$ ); variabilă totală (valoare instantanee) — simbol cu literă mică și indice cu literă mare ( $v_A, i_A$ ).

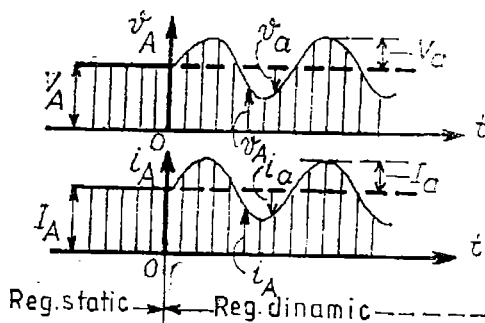


Fig. 2.4.2.

## 2.4.2. PARAMETRII DE SEMNAL MIC

**REZISTENȚA DINAMICĂ.** Considerăm JPN conectată ca în fig. 2.4.1 și funcționând în regim dinamic cvasistaționar de semnal mic. Curentul  $i_A$  prin JPN va avea o componentă continuă  $I_A$  și una variabilă  $i_a$ . Ne propunem să calculăm aceste componente în funcție de tensiunea aplicată  $v_A = V_A + v_a$ , pe baza ecuației JPN ideale (2.4.2).

Fiind îndeplinită condiția de semnal mic (2.4.4), vom face în rel. (2.4.2) înlocuirea  $\exp(v_a/V_T) \simeq 1 + v_a/V_T$ . Obținem

$$i_A = I_0 \left( \exp \frac{V_A}{V_T} - 1 \right) + I_0 \frac{v_a}{V_T} \exp \frac{V_A}{V_T}, \quad (2.4.5)$$

și deci

$$I_A = I_0 \left( \exp \frac{V_A}{V_T} - 1 \right) \quad (2.4.6)$$

iar

$$i_a = \left( \frac{I_0}{V_T} \exp \frac{V_A}{V_T} \right) v_a. \quad (2.4.7)$$

Prin urmare, componenta continuă  $I_A$  se identifică cu cea de repaus (sau de regim static), iar componenta variabilă  $i_a$  este, precum ne-am așteptat, proporțională cu semnalul  $v_a$ .

Dependența liniară  $i_a = i_a(v_a)$  ne permite să introducem parametrul de semnal mic al JPN, numit rezistență dinamică  $r_d$ , prin relația de definiție

$$r_d \stackrel{D}{=} \frac{v_a}{i_a}, \quad (2.4.8)$$

deci ca raport între tensiunea de semnal mic  $v_a$  și curentul corespunzător  $i_a$ . Din rel. (2.4.7–8) obținem

$$r_d = \frac{V_T}{I_0} \exp\left(-\frac{V_A}{V_T}\right) = \frac{V_T}{I_A + I_0} \approx \frac{V_T}{I_A}. \quad (2.4.9)$$

Mai sus am folosit și rel. (2.4.6); iar la polarizări directe uzuale ( $V_A > 0,1$  V) avem  $I_0 \ll I_A$ .

Prin urmare,  $r_d$  este rezistența echivalentă prezentată de JPN tensiunii de semnal  $v_a$  când joncțiunea este polarizată în punctul mediu de funcționare  $M_0(V_A, I_A)$ .

Semnalul fiind mic, punctul dinamic  $M(v_A, i_A)$  explorează pe caracteristica statică CS (v. fig. 2.4.3) un segment  $M_1M_2$ , practic liniar, aparținând tangentei  $T$  la CS în punctul de repaus  $M_0$ . Putem da atunci următoarea interpretare grafică lui  $r_d$ :

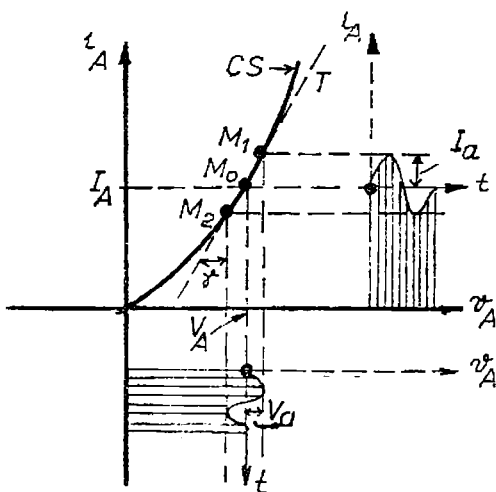


Fig. 2.4.3.

$$r_d \approx \left. \frac{\Delta v_A}{\Delta i_A} \right|_{M_0} \triangleq \operatorname{tg} \gamma^*, \quad (2.4.10)$$

unde  $\Delta v_A$  și  $\Delta i_A$  sînt variațiile finite mici pe CS în jurul lui  $M_0$  (și în limitele  $M_1 - M_2$ ), iar  $\operatorname{tg} \gamma$  — contrapanta lui  $T$ , reprezentînd o măsură a lui  $r_d$ .

În baza interpretării grafice de mai sus, rezultă definiția echivalenței a lui  $r_d$  potrivit căreia ea reprezintă inversul derivatei lui  $i_A$  în raport cu  $v_A$  luată în punctul mediu de funcționare:

$$r_d \stackrel{D}{=} 1 / \left. \frac{di_A}{dv_A} \right|_{M_0}. \quad (2.4.11)$$

Aplicînd definiția (2.4.11) ecuației JPN ideale, regăsim expresia (2.4.9):

$$r_d = 1 / \left. \frac{d}{dv_A} I_0 \left( \exp \frac{v_A}{V_T} - 1 \right) \right|_{V_A} = \frac{V_T}{I_0} \exp \left( -\frac{V_A}{V_T} \right) = \frac{V_T}{I_A + I_0}.$$

\* Este necesar aici semnul  $\triangleq$  („corespunde”) și nu egal, deoarece  $\operatorname{tg} \gamma$  dă numai valoarea numerică a raportului  $\Delta v_A / \Delta i_A$ , unitatea de măsură depinzînd de scări. De exemplu, dacă  $i_A$  este dat în mA iar  $v_A$  în mV, valoarea  $\operatorname{tg} \gamma = 5$  arată că  $\Delta v_A = 5$  mV produce o variație de curent  $\Delta i_A = 1$  mA.

Reținem deci că, în regim dinamic cvasistaționar de semnal mic, JPN poate fi modelată (echivalată) pentru componentele de semnal  $v_a$  și  $i_a$  printr-o rezistență avînd valoarea rezistenței dinamice (sau diferențiale)  $r_d$  (v. fig. 2.4.4).

De subliniat însă, că  $r_d$  depinde de punctul de repaus  $M_0$ , deci de curentul continuu  $I_A$  care străbate JPN (sau tensiunea cotinuuă aplicată  $V_A$ , pentru că mărimile  $I_A$  și  $V_A$  sînt corelate prin rel. 2.4.6). Circuitul din fig. 2.4.4 (b), care este liniar pentru variabilele  $v_a$  și  $i_a$ , se numește modelul sau circuitul echivalent de semnal mic al JPN în regim cvasistaționar (pentru frecvențe joase la care elementele reactive ale joncțiunii și terminalelor sale se pot neglija). Acestui circuit i se aplică legea lui Ohm:

$$i_a = \frac{v_a}{r_d}, \quad (2.4.12)$$

care nu este altceva decît definiția (2.4.8). Este esențial faptul că legea lui Ohm dată de ec. (2.4.12) este valabilă numai în punctul de funcționare  $M_0$  în care a fost evaluată  $r_d$  și, bineînțeles, pentru semnal  $v_a$  mic.

Rezistența  $r_d$  reprezintă cel mai important parametru de semnal mic al JPN. Conform rel. (2.4.9), valoarea lui  $r_d$  la polarizări directe este mică și nu depinde practic de joncțiune, ci numai de curentul  $I_A$  care o străbate și de temperatură. De exemplu, la  $T = 300$  K și  $I_A = 1$  mA, obținem pentru toate joncțiunile (care ascultă de ec. JPN ideale)  $r_d \approx 26 \Omega$ . La polarizări inverse,  $r_d$  este foarte mare, dar scade în apropierea tensiunii de străpungere și cu temperatura.

**CAPACITATEA DE DIFUZIE.** Joncțiunea  $p-n$  prezintă la terminalele sale și efecte capacitive.

Un prim efect de acest fel se datorează excesului de purtători minoritari introdus prin injecție în regiunile neutre și care crește exponențial cu distanța, de exemplu, în regiunea  $n$  nentră, de la  $p_{n0}$  la  $p_n(0)$  pe limita regiunii golite (v. fig. 2.3.2). Aceste goluri sînt injectate din regiunea  $p$ . Pentru menținerea neutralității regiunii  $n$  vor pătrunde în ea, prin terminalul propriu, electroni suplimentari, care se vor distribui ca și excesul  $p_n(x) - p_{n0}$ . La un  $v_A = V_A$  fixat, cele două distribuții rămîn staționare. Desigur, fluxul de goluri care difuzează spre terminalul  $n$  și care contribuie la menținerea lui  $i_A = I_A = \text{const.}$  este întreținut în permanență de injecția neîntreruptă de goluri din  $p$  în  $n$ .

Dar cînd se trece de la  $V_A$  la o altă tensiune staționară, de exemplu mai mare,  $V_A + \Delta v_A$ , apare în regiunea  $n$  un exces staționar de goluri mai mare, surplusul respectiv de sarcină pozitivă  $+\Delta q$  pătrunzînd în JPN prin terminalul  $p$ . Dar, precum am spus, un surplus egal de sarcină negativă,

— $\Delta q$ , va pătrunde pentru neutralizare prin terminalul  $n$ . Dacă tensiunea revine la valoarea  $V_A$ , surplusurile de sarcină  $+\Delta q$  și  $-\Delta q$  vor fi restituite circuitului exterior prin terminalele  $p$ , respectiv  $n$ . O prezentare similară putem face în legătură cu excesul de electroni injectat în regiunea  $p$  neutră. Ca rezultat al superpoziției efectelor obținem, prin însumare, variații totale de sarcină (de ambele semne) mai mari.

Deci, pentru aceste variații, JPN se comportă ca o capacitate, numită capacitate de difuzie și notată cu  $C_d$ .

Deoarece în regim dinamic densitatea surplusului de sarcină variază atît cu distanța  $x$  cît și în timp (ca și concentrația excesului de purtători), valoarea corectă a lui  $C_d$  se obține luînd în considerare regimul real al JPN, adică cel nestaționar. Aceasta ne impune să plecăm de la forma nestaționară a ecuației de continuitate, adică să nu mai egalăm cu zero derivata parțială  $\partial/\partial t$  a concentrației de purtători în exces.

O simplificare importantă tot putem să facem. Întrucît ne referim la regimul dinamic de semnal mic (de data aceasta nestaționar), componenta variabilă a excesului depinde liniar de  $v_a$ . Atunci, dacă  $v_a$  este sinusoidal, regimul rezultă armonic și putem folosi metoda simbolică complexă (fazorială) de analiză.

Referindu-ne la golurile minoritare din regiunea  $n$  (v. fig. 2.3.2), concentrația lor în punctul  $N(x=0)$  la  $v_A = V_A + v_a$ , în conformitate cu expresia (2.3.10), este

$$p_n(0) = p_{n0} \exp \frac{ev_A}{kT} = p_{n0} \exp \frac{V_A + v_a}{V_T} = p_{n0} \exp \frac{V_A}{V_T} \exp \frac{v_a}{V_T}. \quad (2.4.13)$$

Aici am admis că  $p_n(0)$  urmărește instantaneu variația în timp a tensiunii  $v_A$ . Adică am neglijat timpul de tranzit, prin regiunea de trecere, al golurilor injectate, dată fiind lărgimea foarte mică a acestei zone. Semnalul  $v$  fiind mic, avem  $\exp(v_a/V_T) \simeq 1 + v_a/V_T$  și deci rel. (2.4.13) devine

$$p_n(0) = p_{n0} \exp \frac{V_A}{V_T} + p_{n0} \frac{v_a}{V_T} \exp \frac{V_A}{V_T}; \quad (2.4.14)$$

În rel. (2.4.14) componenta variabilă a lui  $p_n(0)$  este cel de al doilea termen. Deoarece în continuare numai componenta variabilă ne interesează, o vom nota cu  $p_v(0)$ . Deci

$$p_v(0) = \left( \frac{p_{n0}}{V_T} \exp \frac{V_A}{V_T} \right) v_a. \quad (2.4.15)$$

Corespunzător identității (2.4.15), vom nota cu  $p_v$  componenta variabilă a concentrației de goluri într-un punct curent de abscisă  $x$  (v. fig. 2.3.2). Dar, deși ca mărime  $p_v$  va depinde tot liniar de mărimea lui  $v_a$ , nu mai putem admite că  $p_v$  este în fază cu  $v_a$  în fiecare punct, datorită timpului de tranzit finit al golurilor prin regiunea neutră. Deci, componenta  $p_v$  va avea o distribuție nestaționară,  $p_v = p_v(x, t)$ . Ea reprezintă soluția ecuației de continuitate scrisă numai pentru componenta variabilă a concentrației de goluri:

$$-\frac{\partial p_v}{\partial t} = \frac{p_v}{\tau_p} - D_p \frac{\partial^2 p_v}{\partial x^2}. \quad (2.4.16)$$



În continuare ne referim la regimul de semnal mic sinusoidal cu pulsația  $\omega$ , ceea ce ne permite să folosim metoda complexă. Operăm trecerile de la variabilele reale la imaginile lor complexe (fazori):  $p_v \rightarrow \underline{P}_v$ ,  $v_s \rightarrow \underline{V}_s$ ,  $\partial p_v / \partial t \rightarrow j\omega \underline{P}_v$ , unde  $j = \sqrt{-1}$ . În exprimarea complexă, rel. (2.4.15) devine

$$\underline{P}_v(0) = \left( \frac{p_{s0}}{v_T} \exp \frac{V_A}{V_T} \right) \underline{V}_s, \quad (2.4.17)$$

iar ec. (2.4.16)

$$-j\omega \underline{P}_v = \frac{\underline{P}_v}{\tau_p} - D_p \frac{d^2 \underline{P}_v}{dx^2}$$

sau

$$\frac{d^2 \underline{P}_v}{dx^2} - \frac{1 + j\omega\tau_p}{L_p^2} \underline{P}_v = 0. \quad (2.4.18)$$

Integrînd ec. (2.4.18) ca în paragraful (1.4.4) cu  $\underline{P}_v(x \rightarrow \infty) = 0$  și cu  $\underline{P}_v(0)$  dat de rel. (2.4.17), obținem

$$\underline{P}_v = \underline{P}_v(0) \exp \left( - \frac{x}{L_p \sqrt{1 + j\omega\tau_p}} \right). \quad (2.4.19)$$

Curentul variabil de difuzie a golurilor, ca fazor, evaluat în  $N(x=0)$  este

$$\underline{I}_p = -AeD_p \left. \frac{d\underline{P}_v}{dx} \right|_N = A \frac{eD_p}{L_p} \sqrt{1 + j\omega\tau_p} \underline{P}_v(0). \quad (2.4.20)$$

Procedînd similar, găsim pentru curentul de difuzie al electronilor evaluat în punctul  $P$  (v. fig. 2.3.2) expresia

$$\underline{I}_n = A \frac{eD_n}{L_n} \sqrt{1 + j\omega\tau_n} \underline{N}_v(0), \quad (2.4.21)$$

unde

$$\underline{N}_v(0) = \left( \frac{n_{p0}}{v_T} \exp \frac{V_A}{V_T} \right) \underline{V}_s. \quad (2.4.22)$$

Neglijăm, ca și în paragraful 2.3.2, generările și recombinările din regiunea de trecere, astfel că  $\underline{I}_s$  evaluat în punctul  $P$  se regăsește practic în  $N$ . Aplicăm teorema superpoziției pentru a obține curentul variabil prin JPN, ca fazor:  $\underline{I}_s = \underline{I}_n + \underline{I}_p$ ; înlocuind pe  $\underline{I}_n$  și  $\underline{I}_p$  cu exp. (2.4.21), respectiv (2.4.20) rezultă:

$$\underline{I}_s = \frac{A}{v_T} \left( \exp \frac{V_A}{V_T} \right) \left( \frac{eD_n n_{p0}}{L_n} \sqrt{1 + j\omega\tau_n} + \frac{eD_p p_{s0}}{L_p} \sqrt{1 + j\omega\tau_p} \right) \underline{V}_s. \quad (2.4.23)$$

Dependența liniară (2.4.23) dintre  $\underline{I}_s$  și  $\underline{V}_s$  reprezintă legea lui Ohm sub formă complexă pentru JPN funcționînd în regim armonic de semnal

mic, nestăționar, care țin cont de variația în timp și cu distanța a concentrațiilor  $p_n$  și  $n_p$ . În baza ei putem defini admitanța de semnal mic:

$$\underline{y} = \frac{D}{V_s} = \frac{A}{V_T} \left( \frac{e D_n n_{p0}}{L_n} \sqrt{1 + j\omega\tau_n} + \frac{e D_p p_{n0}}{L_p} \sqrt{1 + j\omega\tau_p} \right) \exp \frac{V_A}{V_T}. \quad (2.4.24)$$

Este important de observat că, raportîndu-ne la o tensiune totală  $v_A$  care ar putea varia în limite arbitrare, admitanța  $\underline{y}$  este neliniară, pentru că depinde de  $v_A$ . În cazul examinat aici însă,  $\underline{y}$  rămîne constant, deci este o admitanță liniară față de  $v_n$ , deoarece odată fixată tensiunea continuă  $V_A$  iar  $v_n$  fiind semnal mic, tensiunea totală  $v_A = V_A + v_n$  poate fi considerată constantă.

Cînd  $\omega \rightarrow 0$ , admitanța devine reală:

$$\underline{y}(\omega \rightarrow 0) = \frac{1}{V_T} \left[ eA \left( \frac{D_n n_{p0}}{L_n} + \frac{D_p p_{n0}}{L_p} \right) \right] \exp \frac{V_A}{V_T}, \quad (2.4.25)$$

dar mărimea din paranteza mare fiind curentul rezidual  $I_0$  (v. rel. 2.3.15), din (2.4.9) rezultă că (2.4.25) este  $1/r_d$ , adică avem

$$\underline{y}(\omega \rightarrow 0) = \frac{I_0}{V_T} \exp \frac{V_A}{V_T} \equiv \frac{1}{r_d}. \quad (2.4.26)$$

Rezultatul (2.4.26) era de așteptat pentru că, la frecvențe foarte joase, regimul devine cvasistăționar.

Dacă frecvența semnalului este moderată, mai precis dacă ea este mică în raport cu  $\tau_n^{-1}$  și  $\tau_p^{-1}$ , atunci putem folosi dezvoltările  $(1 + j\omega\tau_n)^{1/2} \simeq 1 + j\omega\tau_n/2$  și  $(1 + j\omega\tau_p)^{1/2} \simeq 1 + j\omega\tau_p/2$ . Înlocuind aceste expresii în (2.4.24), obținem un rezultat pe care îl putem scrie sub forma:

$$\underline{y} = \frac{1}{r_d} + j\omega C_d, \quad (2.4.27)$$

unde

$$C_d = \frac{eA}{2V_T} \left( \frac{n_{p0} D_n \tau_n}{L_n} + \frac{p_{n0} D_p \tau_p}{L_p} \right) \exp \frac{V_A}{V_T},$$

sau

$$C_d = \frac{eA}{2V_T} (n_{p0} L_n + p_{n0} L_p) \exp \frac{V_A}{V_T} \quad (2.4.28)$$

reprezintă capacitatea de difuzie căutată. Ea mai poate fi pusă și sub forma

$$C_d = C_{d0} \exp \frac{V_A}{V_T} \quad (2.4.29)$$

sau

$$C_d = C_{d0} \left( 1 + \frac{I_A}{I_0} \right) \simeq \frac{C_{d0}}{I_0} I_A, \quad (2.4.30)$$

unde  $C_{d0}$  este capacitatea de difuzie la  $V_A = 0$ :

$$C_{d0} = \frac{eA}{2V_T} (n_{p0}L_n + p_{n0}L_p) \quad (2.4.31)$$

Din rel. (2.4.29—30) rezultă că  $C_d$  depinde de punctul static în care funcționează JPN. (Altfel spus, în raport cu  $V_A$ ,  $C_d$  este o capacitate neliniară, pentru că depinde de tensiunea de polarizare  $V_A$ .)  $C_d$  este mare la polarizări directe și crește liniar cu componenta de c.c.  $I_A$  din punctul de funcționare. Până la frecvențe de ordinul  $10^5$  Hz putem determina pe  $C_d$  cu expresia (2.4.29 sau 30). La frecvențe mai mari va trebui să luăm în considerare admitanța joncțiunii dată de rel. (2.4.24).

**CAPACITATEA DE BARIERĂ.** Al doilea efect capacitiv care se manifestă la terminalele JPN este datorat sarcinii spațiale necompensate  $q$ , care apare în regiunea golită de purtători, de o parte și de alta a interfeței. Acest efect este important în practică, după cum vom vedea, cînd JPN este polarizată invers.

Să considerăm că JPN este polarizată în acest fel, ca în fig. (2.4.5, a), cu o tensiune constantă  $v_R = V_R$ .

Sarcina spațială  $q$ , dată de expresia (2.3.4), se transcrie în notația  $-v_A \equiv v_R$  astfel;

$$q = A \left[ 2e\epsilon \frac{N_A N_D}{N_A + N_D} (V_0 + v_R) \right]^{1/2}. \quad (2.4.32)$$

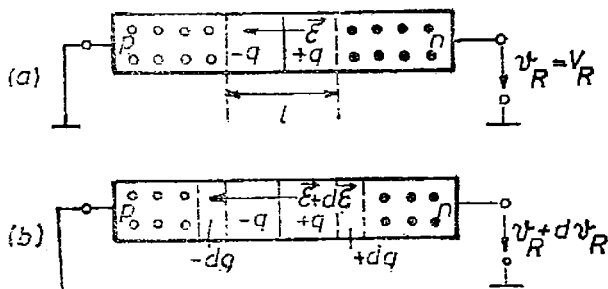


Fig. 2.4.5.

Dacă dăm tensiunii aplicate  $v_R$  o creștere elementară  $dv_R$  (fig. 2.4.5 b), sarcina spațială va crește cu  $dq$ , conform rel. (2.4.32); mai precis, în regiunea  $n$  sarcina pozitivă necompensată va deveni  $q + dq$ , iar în regiunea  $p$  sarcina negativă necompensată va deveni  $-q - dq$ , unde  $dq \equiv |dq|$ .

Procesul, privit de la terminale, este similar celui care decurge cînd tensiunea  $v$  de pe armăturile unui condensator, încărcat cu sarcina  $q$ , a crescut cu  $dv$ . Dacă ne interesează curentul (capacitiv)  $i$  care încarcă condensatorul cu surplusul de sarcină  $dq$ , vom scrie  $i = dq/dt \equiv d(Cv)/dt \equiv Cdv/dt$ , unde  $C$  este capacitatea constantă a condensatorului. Aici am folosit legătura liniară  $q = Cv$  dintre sarcina electrică și tensiune, valabilă

pentru condensatorul convențional (componentă pasivă de circuit electric). Tocmai datorită acestei legături (de proporționalitate între  $q$  și  $v$ ), parametrul  $C$  al unui asemenea condensator reprezintă o capacitate liniară.

Revenind acum la regiunea golită a JPN, constatăm din rel. (2.4.32) că legătura dintre sarcină ( $q$ ) și tensiunea aplicată ( $v_R$ ) nu este liniară. Pentru a calcula totuși curentul capacitiv  $i_r$  implicat de variația în timp a lui  $q$ , în urma variației lui  $v_R$  (curent care trece prin terminalele joncțiunii) cu o relație de forma celei aplicabile la capacitatea liniară, deci cu expresia

$$i_r = C_j \frac{dv_R}{dt}, \quad (2.4.33)$$

va trebui să definim corespunzător capacitatea respectivă  $C_j$ .

Plecăm de la relația  $i_r = dq/dt$  care este generală, fiindcă formulează legea conservării sarcinii electrice. Ea poate fi scrisă astfel:

$$i_r = \frac{dq}{dt} = \frac{dq}{dv_R} \frac{dv_R}{dt}. \quad (2.3.34)$$

Comparînd rel. (2.4.33–34), rezultă că  $C_j$  trebuie definit prin expresia:

$$C_j = \frac{D}{dv_R} \frac{dq}{dv_R}. \quad (2.4.35)$$

Parametrul  $C_j$  definit prin rel. (2.4.35), în care  $q$  este sarcina spațială din regiunea de barieră, iar  $v_R$  tensiunea (considerată pozitivă cînd este inversă) aplicată JPN, se numește capacitate de barieră (sau capacitate a joncțiunii, întrucît în aplicații specifice — care impun polarizarea inversă a JPN — numai efectul lui  $C_j$  se manifestă practic și este folosit ca atare).

În regim dinamic, tensiunea inversă totală este  $v_R = V_R + v_r$ , unde  $V_R$  reprezintă tensiunea de polarizare constantă iar  $v_r$  — semnalul. Dacă  $|v_r| \ll V_R$ , atunci, în expresia curentului de semnal,  $i_r = C_j dv_r/dt$ ,  $C_j$  este o constantă la  $V_R$  fixat, deși  $q$  din relația de definiție (2.4.35) este neliniar. În felul acesta,  $C_j$  este o capacitate de semnal mic.

Pentru JPN abruptă ideală, obținem pe  $C_j$  aplicînd definiția (2.4.35) relației (2.4.32). Fiind vorba de un parametru de semnal mic, o valoare precizată a sa,  $C_j$ , corespunde unui anumit punct de funcționare, adică unui  $v_R = V_R$ . Obținem:

$$C_j = \left. \frac{dq}{dv_R} \right|_{V_R} = A \left[ \frac{\epsilon \epsilon}{2V_0} \frac{N_A N_D}{N_A + N_D} / \left( 1 + \frac{V_R}{V_0} \right) \right]^{1/2} \quad (2.4.36)$$

sau

$$C_j = \frac{C_{j0}}{(1 + V_R/V_0)^{1/2}}, \quad (2.4.37)$$

unde

$$C_{j0} = A \left( \frac{\epsilon \epsilon}{2V_0} \frac{N_A N_D}{N_A + N_D} \right)^{1/2} \quad (2.4.38)$$

reprezintă capacitatea de barieră la  $V_R = 0$ . Pentru o JPN nesimetrică, cu  $N_D \gg N_A$ , rel. (2.4.36) devine

$$C_j = A \left[ \frac{e \epsilon N_A}{2(V_0 + V_R)} \right]^{1/2}. \quad (2.4.39)$$

Ca și în cazul parametrilor  $r_d$ ,  $y$  sau  $C_d$ , examinați anterior, remarcăm și aici că, în baza rel. (2.4.37), față de tensiunea de polarizare,  $C_j$  este o capacitate neliniară întrucît este dependentă de  $V_R$ . Însă, față de semnalul mic  $v_r$ , aplicat peste  $V_R$ ,  $C_j$  este o capacitate liniară (independentă de  $v_r$ ), fiindcă tensiunea totală pe joncțiune,  $v_R = V_R + v_r$ , suferă o abatere neglijabilă de la  $V_R$  fixat.

Pentru a obține ordinul de mărime tipic pentru capacitatea specifică  $C_j/A$  facem în (2.4.39) următoarele înlocuiri:  $A = 1 \text{ mm}^2$ ,  $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ ,  $\epsilon_r = 11,7$  (siliciu),  $\epsilon_0 = 1/36\pi \cdot 10^9 \text{ (F/m)}$  și  $V_R = 9 \text{ V} \gg V_0$ . Găsim aproximativ  $80 \text{ pF/mm}^2$ .

În practică este convenabilă, adesea, folosirea ca valoare de referință pentru  $C_j$  valoarea sa minimă  $C_{j\min}$  care apare la tensiunea maximă inversă ce se poate aplica joncțiunii, adică la tensiunea de străpungere,  $V_B$ . Introducînd în (2.3.36)  $V_R = V_B$  și  $C_j = C_{j\min}$ , găsim:

$$C_{j\min} = A \left[ \frac{e \epsilon}{2} \frac{N_A N_D}{N_A + N_D} / (V_0 + V_B) \right]^{1/2}. \quad (2.4.40)$$

Comparînd rel. (2.4.36–40), rezultă

$$C_j = C_{j\min} \left( \frac{V_B + V_0}{V_R + V_0} \right)^{1/2} \simeq C_{j\min} \left( \frac{V_B}{V_R + V_0} \right)^{1/2} \quad (2.4.41)$$

Dacă am fi examinat JPN gradată liniar, obținem pentru  $C_j$  expresii similare cu (2.4.37), respectiv (2.4.41), numai că în locul exponentului  $1/2$  apărea  $1/3$ . De fapt, modelul abrupt și cel gradat liniar fac parte din categoria mai largă a joncțiunilor caracterizate printr-o lege de variație a concentrației de dotare cu distanța de forma unei puteri:  $N(x) = ax^n$ , unde  $n$  este exponentul de dotare;  $n$  determină valoarea așa-numitului exponent de capacitate — notat de regulă cu  $\gamma$  — din relația  $C_j(V_R)$ . Astfel, pentru JPN abruptă,  $n = 0$ ,  $a = N_A$  (sau  $N_D$ ),  $x \leq 0$  (respectiv  $x > 0$ ) și  $\gamma = 1/2$ . Pentru JPN gradată liniar,  $n = 1$ ,  $a$  este gradientul constant al concentrației de dotare și  $\gamma = 1/3$ . În general,  $\gamma = 1/(n + 2)$ .

În felul acesta, pentru joncțiunile menționate, relația  $C_j(V_R)$  se scrie sub forma mai generală

$$C_j = \frac{C_{j0}}{(1 + V_R/V_0)^\gamma} = C_{j\min} \left( \frac{V_B + V_0}{V_R + V_0} \right)^\gamma, \quad (2.4.42)$$

cu  $\gamma = 1/2$  pentru JPN abruptă și  $\gamma = 1/3$  pentru JPN gradată liniar.

O expresie simplă și sugestivă pentru capacitatea de barieră se obține comparînd rel. (2.4.36) cu expresia (2.3.3) a lărgimii regiunii golite, care poate fi transcrisă (punînd  $-v_A \equiv V_R$ ) astfel:

$$l = \left[ \frac{2\epsilon}{e} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} (V_0 + V_R) \right] \quad (2.4.43)$$

Obținem, deci, din (2.4.36) și (2.4.43) relația

$$C_j = \frac{\epsilon A}{l}, \quad (2.4.44)$$

adică o expresie identică celei folosite pentru calculul capacității condensatorului plan paralel subțire.

Relația (2.4.44) este aplicabilă oricărei legi de distribuție a impurităților și nu numai celei de tip abrupt. Într-adevăr, dacă dăm tensiunii variația elementară  $dv_R$ , variația corespunzătoare de prim ordin a cîmpului în regiunea golită de lărgime  $l$  va fi  $d\mathcal{E} = dv_R/l$ . Creșterea  $d\mathcal{E}$  a cîmpului determină înlăturarea unei cantități corespunzătoare de purtători și deci mărirea cu  $dq$  a sarcinii spațiale (necompensate). Dar creșterea  $dq/A$  a densității de suprafață a sarcinii implică variația  $dD$  a cîmpului de inducție electrică, adică  $dD \equiv \epsilon d\mathcal{E} = dq/A$ . Raportînd egalitățile de mai sus, obținem

$$\frac{\epsilon A}{l} = \frac{dq}{dv_R} \frac{D}{D} = C_j,$$

rezultat ce generalizează expresia (2.4.44).

Le subliniat (v. rel. 2.4.39) că  $C_j$  scade cu  $V_R$  și nu depinde semnificativ de mecanisme care limitează răspunsul în timp al JPN. Ca urmare, efectul său se manifestă, și este folosit efectiv în aplicații, pînă la frecvențe de ordinul unităților de GHz. De asemenea,  $C_j$  nu depinde practic de temperatură (în intervalul uzual de temperaturi) dacă  $V_R \gg V_0$ .

### 2.4.3. CIRCUITUL ECHIVALENT DE SEMNAL MIC

Circuitul echivalent de semnal mic al JPN este cel prezentat în fig. 2.4.6., b. El modelează JPN (fig. 2.4.6., a), care este polarizată cu tensiunea continuă  $V_A$ , numai în ceea ce privește comportarea joncțiunii la tensiunea de semnal mic  $v_a$ , suprapusă polarizării  $V_A$ .

Observăm că cele trei elemente — rezistența dinamică  $r_d$ , capacitatea de difuzie  $C_d$  și capacitatea de barieră  $C_j$  — sînt conectate în paralel, deoarece, la aplicarea semnalului  $v_a$ , fiecare element contribuie cu cîte un curent de semnal. Conform teoremei superpoziției, cei trei curenți se însumează pentru a da curentul total de semnal prin JPN. De altfel, pentru  $r_d$  și  $C_d$

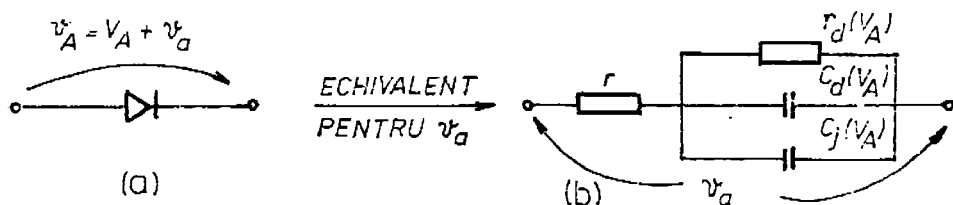


Fig. 2.4.6.

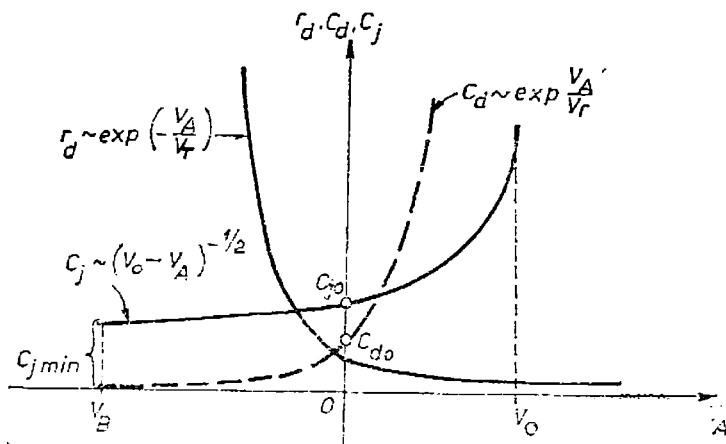


Fig. 2.4.7.

conexiunea paralelă este justificată în regim armonic de structura admitanței echivalente dată de rel. (2.4.27):  $y = j\omega C_d + 1/r_d$ . Pentru a obține, în regim armonic, admitanța dinamică totală  $y_d$  a joncțiunii *pn* la semnal mic, trebuie să adăugăm la  $y$  admitanța lui  $C_j$ . Conform rel. (2.4.33) aceasta este  $j\omega C_j$ , deoarece partea variabilă a lui  $v_R$ , adică  $v$ , este semnalul  $-v_a$ , iar curentul de semnal corespunzător lui  $C_j$  este  $-i_r$ . Obținem deci

$$y_d = \frac{1}{r_d} + j\omega C_d + j\omega C_j, \quad (2.4.45)$$

rezultat în concordanță cu circuitul din fig. 2.4.6, b. În figură am introdus în serie și rezistența  $r$ , foarte mică de altfel, reprezentind rezistența regiunilor neutre. Și acest parametru variază cu  $V_A$ , deoarece o dată cu  $l$  se modifică grosimea regiunilor neutre. Dar, în practică, datorită valorii scăzute a rezistenței  $r$ , se neglijează variația respectivă și chiar parametru  $r$  însuși din circuitul echivalent de semnal mic. Prin urmare, admitanța  $y_d$  dată de rel. (2.4.45) descrie comportarea JPN la semnale armonice mici, până la frecvențe de ordinul sutelor de kHz.

De subliniat că toți parametrii de semnal mic depind esențial de punctul de funcționare al JPN, adică de  $V_A$  (sau  $I_A$ ). Deci, pentru fiecare punct mediu  $M(V_A, I_A)$ , vom măsura un set de valori  $r_d$ ,  $C_d$  și  $C_j$ , care sînt valabile numai pentru acel  $M$ .

În fig. 2.4.7 sînt date (calitativ) graficele de variație a parametrilor de semnal mic cu  $V_A$ , menționindu-se și legea de variație respectivă, pentru JPN abruptă ideală. Graficele justifică de ce la polarizări uzuale, directe sau inverse, circuitul echivalent de semnal mic al JPN, respectiv admitanța  $y_d$ , se simplifică substanțial.

Astfel, la polarizări uzuale directe ( $V_A \gg V_T$ ), JPN se comportă ca un scurtcircuit din cauza valorilor  $r_d$  foarte mici. În acest caz, pentru regimul dinamic de semnal mic, capacitățile  $C_d$  și  $C_j$  nu joacă rol, ele

fiind practic scurtcircuitate de  $r_d$ . (Desigur, funcționarea JPN în regim de comutație — în care se pretinde trecerea cât mai rapidă a JPN din starea de conducție în cea blocată — este esențial influențată de capacități și îndeosebi de  $C_j$ .) Deci, circuitul echivalent se reduce la rezistența mică  $r_d$  (eventual, avînd în serie pe  $r$ ).

La polarizări inverse uzuale, circuitul echivalent de semnal mic se reduce practic la  $C_j$  (eventual, avînd în serie pe  $r$ ), pentru că, la  $V_A \ll \ll -V_T$  (v. fig. 2.4.7), avem  $C_d \ll C_j$ , iar  $r_d$  devine atît de mare încît efectul său de șuntare asupra lui  $C_j$  este neglijabil. Acest regim este specific diodei varactor (sau diodei varicap), la care JPN este utilizată în calitate de capacitate variabilă (comandată) prin intermediul tensiunii inverse  $V_R$ .



### 3. DIODE SEMICONDUCTOARE ȘI APLICAȚII FUNDAMENTALE

Diodele semiconductoare sînt dispozitive electronice formate dintr-o joncțiune  $p-n$  prevăzută cu două contacte ohmice și închisă într-o capsulă metalică, din sticlă sau din material plastic.

Există variate tipuri de diode semiconductoare, ale căror particularități constructive și denumiri sînt corelate cu funcțiile îndeplinite, respectiv cu aplicațiile pentru care sînt destinate. Astfel, distingem: diode redresoare, stabilizatoare de tensiune, detectoare, diode tunel, diode varactor, fotodiode etc.

În capitolul de față tratăm diodele redresoare (cu o scurtă referire la cele de comutare și cu contact punctiform), dioda Zener și aplicațiile lor de bază, adică redresarea curentului alternativ și stabilizarea tensiunii continue.

Denumirea acestor diode provine de la faptul că ele se folosesc la redresarea curentului alternativ de rețea, adică la transformarea lui în curent continuu.

#### 3.1. DIODE REDRESOARE

Simbolul utilizat pentru dioda redresoare (DR) este cel ce desemnează o diodă în general (fig. 3.1.1). Simbolul însuși sugerează că dispozitivul conduce într-un singur sens, cel direct, care este indicat de săgeată. Această proprietate, de conducție unidirecțională, este fundamentală pentru dioda redresoare.

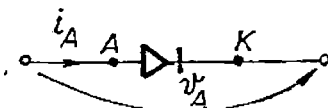


Fig. 3.1.1.

#### 3.1.1. CARACTERISTICI ȘI PARAMETRI

O diodă redresoare ideală ar trebui să posede o caracteristică statică de forma celei din fig. 3.1.2, adică dispozitivul să se comporte ca un

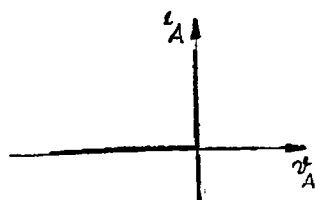


Fig. 3.1.2.

scurtcircuit (rezistență nulă) în sens direct și ca un întrerupător deschis (rezistență infinită) în sens invers.

Caracteristicile DR reale se abat atât de la forma ideală din fig. 3.1.2, cât și (mai ales la tensiuni inverse înalte și curenți direcți intensi) de la alura caracteristicii statice ideale a joncțiunii  $pn$  datorită, așa cum am arătat, în-deplinirii numai parțiale de către diodele practice a condițiilor impuse modelului de studiu. To-tuși, DR reale prezintă o rezistență mică în sens direct și una foarte mare în sens invers, caracteristicile statice ale lor evidențiind caracterul neliniar și unidirecțional al conductiei.

În fig. 3.1.3. se reprezintă caracteristica statică experimentală tipică pentru o DR cu Ge, respectiv una cu Si. Cele două DR sînt destinate să funcționeze aproximativ în același domeniu de tensiuni și curenți. (Două observații referitoare la fig. 3.1.3: 1) s-au luat scări convenabile reprezen-tării variabilelor cu valori mult diferite în cadranele I și III; 2) pentru a se asocia valori pozitive unor parametri, se face adesea uz de notațiile  $v_R$  și  $i_R$  pentru polarizarea inversă (reverse).)

Din examinarea caracteristicilor tipice din fig. 3.1.3 se desprind câteva observații.

În sens direct, curentul prin diodă apare, practic, numai de la o anumită tensiune aplicată, numită tensiune de deschidere  $V_D$  (sau de prag,  $V_p$ ), cu valori de 0,2–0,3 V la Ge și 0,6–0,7 V la Si. Din acest punct de vedere, DR cu Ge este avantajoasă, randamentul de redresare fiind mai bun.

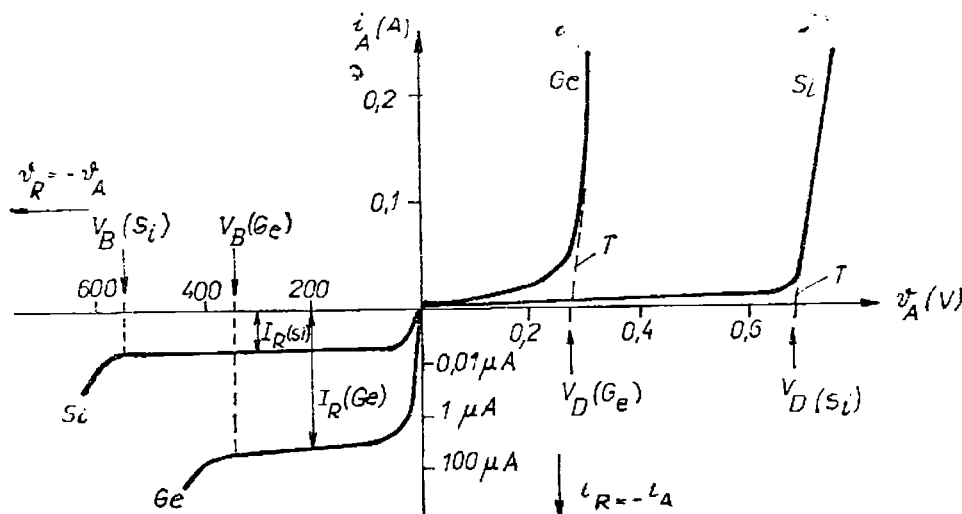


Fig. 3.1.3.

În sens invers și la tensiuni moderate, pentru DR cu Si curentul invers  $I_R \in (1; 100 \text{ nA})$  iar pentru DR cu Ge  $I_R \in (0,1; 10 \text{ }\mu\text{A})$ . ( $I_R$  este omologul experimental al curentului de saturație  $I_0$  din caracteristica statică teoretică a JPN.) Aici avantajul este de partea DR cu Si.

Creșterea curentului invers cu  $v_R$  este, într-un interval larg, foarte lentă, dar, în apropierea unei valori critice  $V_B$ , numită tensiune de străpungere (breakdown), curentul crește rapid și este limitat doar de rezistența circuitului exterior. O astfel de rezistență trebuie asigurată totdeauna în circuit; altfel există riscul ca străpungerea să devină termică, deci ireversibilă, deteriorând dioda.

Datorită curentului  $I_R$  mai mic, DR cu Si funcționează până la temperaturi sensibil mai mari ( $150 \dots 200^\circ\text{C}$ ) decât DR cu Ge la care temperatura joncțiunii nu poate depăși  $80 \dots 90^\circ\text{C}$ . Aceasta este consecința creșterii lui  $I_R$  cu temperatura. Din Si se pot realiza DR care să funcționeze la  $v_R$  mult mai înalte decât în cazul folosirii Gr.

Diferențele care apar între cele două tipuri de diode își au originea, în principal, în valorile diferite ale lărgimii benzii interzise  $E_G$  ( $1,1 \text{ eV}$  la Si și  $0,67 \text{ eV}$  la Ge).

Datorită avantajelor menționate, Si a căpătat o largă utilizare la fabricarea diodelor redresoare și nu numai a acestora.

Principalii parametri de catalog ai DR sînt cei limitativi: curentul direct (forward) admisibil notat  $I_D$  (sau  $I_F$ ), curentul de vîrf maxim  $I_{DM}$  ( $I_{FM}$ ) și tensiunea inversă maximă  $V_{INV}$  ( $V_{RM}$ ). Prin nedepășirea celor doi curenți maxim admisibili se evită supraîncălzirea DR, iar prin nedepășirea tensiunii  $V_{RM}$  (care este cca.  $0,7 V_B$ ) se evită străpungerea.

De menționat că valorile  $I_D$  și  $I_{DM}$  din catalog sînt valorile pentru temperatura ambiantă indicată, adesea  $25^\circ\text{C}$ . Pentru o temperatură ambiantă oarecare  $T_{amb}$ , trebuie să calculăm puterea disipată maxim admisibilă  $P_{DM}$  și apoi curenții  $I_D$  și  $I_{DM}$ .

Puterea disipată  $P_{DM}$  se calculează din relația de definiție a rezistenței termice joncțiune-mediu ambiant:  $R_{thj-a} = (T_{jmax} - T_{amb})/P_{DM}$ , de unde

$$P_{DM} = \frac{T_{jmax} - T_{amb}}{R_{thj-a}}, \quad (3.1.1)$$

în care  $T_{jmax}$  este temperatura maximă a joncțiunii, care se poate lua  $150^\circ\text{C}$  pentru Si și  $80^\circ\text{C}$  pentru Ge. Rezistența termică  $R_{thj-a}$  este un parametru intrinsec al DR, exprimînd capacitatea dispozitivului de a evacua puterea termică de la regiunea golită a JPN la corpul DR (capsulă), prin conducție, și de aici la mediul ambiant, prin convecție. Este avantajos ca  $R_{thj-a}$  să fie cît mai mică. La DR de mică putere ( $P_{DM} \approx \text{zeciimi-unități de W}$ ), valorile tipice sînt între  $100$  și  $500^\circ\text{C/W}$ .

De fapt, rel. (3.1.1) arată că puterea termică evacuată de DR (iar aceasta nu este alta decât puterea disipată în regiunea golită cînd DR conduce) este proporțională cu diferența dintre temperatura joncțiunii (și punem valoarea maximă fiindcă și  $P_{DM}$  este cea maximă) și tempera-

tura ambiantă. Inversul factorului de proporționalitate este rezistența termică, parametru ce trebuie cunoscut din foaia de catalog a dispozitivului.

Puterea  $P_{DM}$  se disipă practic numai în sens direct, deoarece în sens invers curenții sînt extrem de mici. Întrucît în conducție, tensiunea pe DR este cu bună aproximație constantă și egală cu  $V_D$ , avem  $P_{DM} \approx I_D V_D$ , de unde

$$I_D \approx P_{DM} / V_D. \quad (3.1.2)$$

Curentul  $I_{DM}$  se modifică față de valoarea din catalog ( $I_{DM}$  catalog) exact ca  $I_D$  față de  $I_{D \text{ catalog}}$ , adică:  $I_{DM} = I_{DM \text{ catalog}} \cdot I_D / I_{D \text{ catalog}}$ , unde  $I_D$  este dat de rel. (3.1.2.).

Deoarece puterea termică ce poate fi eliminată de capsulă este proporțională cu suprafața ei, pentru a mări această putere, diodele se montează pe radiatoare din aluminiu. În fond, datorită radiatorului, se micșorează rezistența termică.

Uzual, DR se clasifică după valoarea lui  $I_D(I_F)$ : DR pentru curenți mici ( $I_D < 1A$ ), DR pentru curenți medii (unități-zeci de A) și DR pentru curenți mari ( $I_D > 100 A$ ). IPRS Băneasa fabrică DR cu Si cu parametri pînă la  $I_D = 300 A$ ,  $I_{DM} = 5000 A$  și  $V_{RM} = 2000 V$ , precum și DR cu Ge cu parametri pînă la  $I_D = 7A$ ,  $I_{DM} = 15 A$  și  $V_{RM} = 100 V$ . De menționat că la DR de curenți mici, cristalul semiconductor are suprafața de ordinul  $1 \text{ mm}^2$ , iar la cele de curenți mari suprafața ajunge de ordinul  $1 \text{ cm}^2$ , densitatea maximă de curent fiind în cazul Si de cca  $1 A/\text{mm}^2$ .

Două categorii mai speciale de diode, ale căror aplicații se bazează tot pe proprietatea de conducție unidirecțională, sînt: diodele de comutare și diodele cu contact punctiform.

Diodele de comutare pot fi cu joncțiune, cu contact metal-semiconductor (numite diode Schottky) sau cu contact punctiform. Particularitatea constructivă a celor cu JPN constă în faptul că regiunea  $n$  este slab dotată cu impurități, foarte îngustă și impurificată suplimentar cu atomi de aur în vederea măririi vitezei de recombinare a purtătorilor minoritari injectați în exces. Ca urmare se reduc timpii de comutare, adică timpii de trecere din starea de conducție în cea blocată, la valori de ordinul zecilor sau chiar al unităților de ns.

Dioda cu contact punctiform este realizată dintr-un cristal de Ge sau Si, uzual de tip  $n$ , pe suprafața căruia preesează un vîrf metalic ascuțit (din wolfram sau bronz). În procesul de fabricație, trecîndu-se prin dispozitiv cîteva impulsuri intense de curent, regiunea din jurul contactului punctiform se încălzește, determinînd schimbarea tipului de conductibilitate. Se formează astfel o microjoncțiune  $pn$ , cu suprafață redusă (de ordinul  $10^{-4} \text{ mm}^2$ ) și deci cu o capacitate foarte mică (sub  $1 \text{ pF}$ ), ceea ce face ca diodele cu contact punctiform să poată fi utilizate și la frecvențe înalte. Referitor la caracteristica statică, la polarizarea inversă, ea nu pre-

zintă palierul specific diodei cu joncțiune; curentul  $i_A$  crește progresiv cu  $v_A$ . Ca domenii de utilizare a diodelor cu contact punctiform menționăm detecția semnalelor modulate, schimbarea frecvenței precum și circuitele de comutație.

### 3.1.2. MODEL DE SEMNAL MARE

Pentru analiza circuitelor cu diode în regim de curent continuu sau lent variabil (cvasistaționar), caracteristica statică a diodei se aproximează ca în fig. 3.1.4, ceea ce reprezintă modelul de semnal mare (sau de c.c.) al dispozitivului; în (a) este dată reprezentarea grafică iar în (b) cea electrică a modelului.

Modelarea este sugerată de caracteristica reală din fig. 3.1.3. Dacă neglijăm curenții foarte mici (în raport cu cei de conducție uzuali) din domeniul  $v_A < V_D$ , iar pentru  $v_A \geq V_D$  aproximăm caracteristica prin dreapta ce extrapolează regiunea ei cvasiliniară de la curenți direcți mari (v. fig. 3.1.3 tangenta  $T$ ), obținem caracteristica liniarizată  $OAB$  formată din două semidrepte:  $OA$  situată pe abscisă și  $AB$  făcînd unghiul  $\gamma$  cu ordonata.

În practică, pentru stabilirea modelului, putem fi în două situații. Prima, cînd dispunem de caracteristica experimentală. Atunci ducem dreapta  $BA$  care extrapolează regiunea cvasiliniară; abscisa la origine ( $OA$ ) ne dă pe  $V_D$ , iar înclinarea  $\gamma$  (v. fig. 3.1.4a) ne dă mărimea

$$r_{dm} = \Delta v_A / \Delta i_A = \widehat{\tan \gamma}, \quad (3.1.3)$$

numită rezistență dinamică (sau diferențială) medie. A doua situație este aceea cînd nu dispunem de caracteristica experimentală. Atunci vom lua  $V_D = 0,6$  V pentru dioda cu Si și  $V_D = 0,2$  V pentru dioda cu Ge. Rezistența  $r_{dm}$  o determinăm ca rezistență dinamică conform rel. (2.4.9)

$$r_{dm} = V_T / I_A. \quad (3.1.4)$$

luînd pentru  $I_A$  valoarea curentului în punctul mediu  $M$  al intervalului de modelare (aproximare) a caracteristicii.

Modelul electric (sau circuitul echivalent) de semnal mare al diodei din fig. 3.1.4, b rezultă din cel grafic și conține o diodă ideală  $DI$  (cu caracteristica din fig. 3.1.2.), rezistența  $r_{dm}$  și o sursă ideală cu tensiunea  $V_D$ .

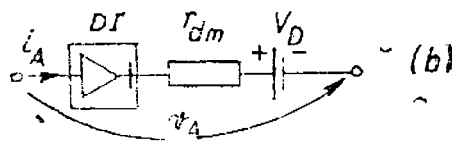
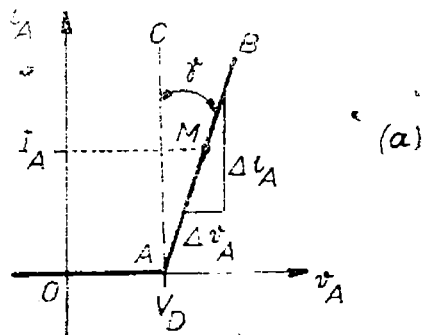


Fig. 3.1.4.

conectată în serie. Acest circuit modelează satisfăcător comportarea diodei reale pentru tensiuni continue sau lent variabile, care explorează un domeniu larg de valori. Astfel, conform modelului, dacă aplicăm o tensiune  $v_A$  crescătoare, pentru  $v_A < V_D$   $i_A = 0$ , deoarece DI este blocată (polarizată invers), iar pentru  $v_A \geq V_D$  DI se deschide,  $i_A$  crescînd liniar, cu contrapanta dată de  $r_{dm}$ . Reținem că  $V_D$  și  $r_{dm}$  sînt parametrii modelului.

Evident, modelul este restrîns la domeniul admis de parametrii limitativi ai diodei reale:  $I_D$ ,  $I_{DM}$  (sau  $P_{DM}$ ) și  $V_{RM}$ .

Analitic, modelul este descris de ecuațiile

$$i_A = 0 \text{ pentru } v_A < V_D \quad (3.1.5)$$

și

$$i_A = \frac{v_A - V_D}{r_{dm}} \text{ pentru } v_A \geq V_D \quad (3.1.6)$$

În numeroase aplicații se utilizează modelul mai simplu în care se neglijează  $r_{dm}$ . Atunci caracteristica liniarizată este dată de orizontala  $OA$  și verticala  $AC$ , circuitul echivalent este format din DI și  $V_D$  iar ecuațiile de model:  $i_A = 0$  pentru  $v_A < V_D$  și  $i_A$  — nedefinit (limitat numai de rezistența circuitului exterior) pentru  $v_A \geq V_D$ . În sfîrșit, modelul cel mai simplu corespunde figurii 3.1.2, care definește dioda redresoare ideală.

### 3.1.3. DREAPTA DE SARCINĂ

O metodă simplă și suficient de precisă în practică, pentru analiza circuitelor formate din dispozitive neliniare (cum sînt diodele) și rezistențe, funcționînd în regim de c.c. sau lent variabil, este metoda Grafo-analitică a dreptei de sarcină.

Fie circuitul format dintr-o sursă de tensiune  $V_{AA}$ , o diodă  $D$  și o rezistență de sarcină (load)  $R_L$ , conectate în serie (fig. 3.1.5). Presupunem că sînt date:  $V_{AA}$ ,  $R_L$  și caracteristica statică a diodei,  $i_A(v_A)$ . Se cere să determinăm punctul de funcționare al diodei  $M(V_A, I_A)$ , adică tensiunea pe diodă  $V_A$  și curentul  $I_A$  care o străbate.

Formal, problema se reduce la rezolvarea sistemului:

$$\begin{cases} i_A = i_A(v_A), \\ V_{AA} = v_A + R_L i_A, \end{cases} \quad (3.1.7)$$

$$(3.1.8)$$

în care prima ecuație reprezintă, cum am spus, caracteristica volt-ampera diodei, iar cea de a doua este ecuația rezultată din aplicarea teoremei a II-a a lui Kirchhoff circuitului dat. Rezolvarea pe această cale a problemei este dificilă în practică, pentru că forma ana-

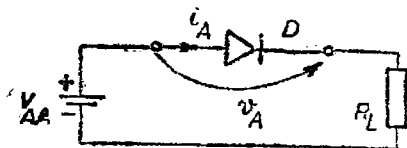


Fig. 3.1.5.

litică (3.1.7) este, pe de o parte, greu de stabilit și, pe de altă parte, ea face ca sistemul să fie neliniar și deci aflarea soluției — laborioasă.

Metoda dreptei de sarcină simplifică problema. Ea constă în reprezentarea grafică a dreptei (3.1.8) în planul  $v_A - i_A$ , în care este trasată și caracteristica statică  $i_A(v_A)$ . Punctul de funcționare  $M$  trebuie să se afle atât pe caracteristica statică  $CS$  (v. fig. 3.1.6), cât și pe dreapta de sarcină dusă, conform ec. (3.1.8), prin  $M_1(0, V_{AA}/R_L)$  și  $M_2(V_{AA}, 0)$ . Deci  $M(V_A, I_A)$  este punctul de intersecție al graficelor  $CS$  și  $\Delta$ , ceea ce reprezintă soluția problemei.

Denumirea de dreaptă de sarcină este în legătură cu faptul că înclinarea ei este determinată de rezistența de sarcină  $R_L$ . Notînd cu  $\gamma$  unghiul dintre  $\Delta$  și ordonată, avem  $\text{tg } \gamma = \overline{OM_2}/\overline{OM_1}$ , adică

$$\text{tg } \gamma \hat{=} R_L. \quad (3.1.9)$$

Dreapta de sarcină, trasată în planul caracteristicii statice, servește nu numai la determinarea punctului de funcționare, ci și la observarea intuitivă și rapidă a efectelor modificării unor parametri de circuit, asupra regimului elementului neliniar sau al altor componente din circuit. De exemplu, în circuitul din fig. 3.1.5, dacă se mărește  $V_{AA}$ ,  $\Delta$  se deplasează paralel cu sine în poziția  $\Delta'$  (fig. 3.1.6) și noul punct de funcționare este  $M'$ . Dacă variază  $R_L$ ,  $\Delta$  se rotește în jurul lui  $M_2$ . Astfel, la o majorare a lui  $R_L$ , dreapta de sarcină devine  $\Delta''$  iar punctul de funcționare  $M''$ .

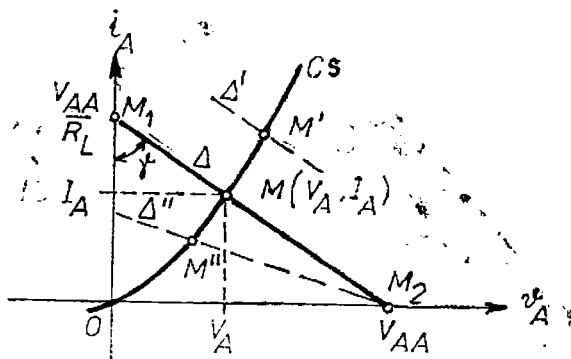


Fig. 3.1.6.

## 3.2. DIODA ZENER

Dioda Zener (dioda stabilizatoare de tensiune sau dioda de referință) are în structură o joncțiune  $p-n$  de Si puternic dotată cu impurități și funcționează normal în regiunea de străpungere (deci, polarizată invers). Scopul urmărit este acela ca la terminalele ei să se mențină practic constantă o tensiune (de valoare uzuală) cînd curentul variază în limite relativ largi.

Caracteristica statică tipică a diodei Zener (DZ) este dată în fig. 3.2.1 iar simbolurile și convențiile de semn în fig. 3.2.2. Pentru a se lucra cu

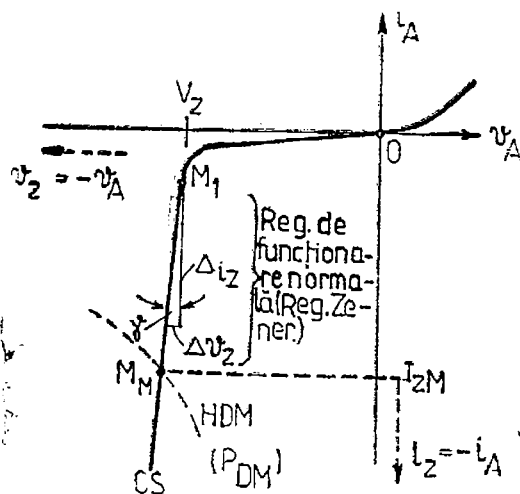


Fig. 3.2.1.

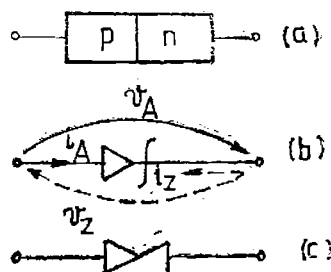


Fig. 3.2.2.

variabile electrice pozitive, se preferă convenția de semn marcată cu săgeți întrerupte în fig. 3.2.1 și 3.2.2, notațiile respective fiind  $v_z$  și  $i_z$ .

După cum observăm, forma caracteristicii statice este cea a unei diode convenționale. Aplicînd o tensiune inversă crescătoare ( $v_z > 0$ ), la o valoare  $V_Z$ , numită tensiune Zener, apare străpungerea, curentul invers crescînd brusc. Străpungerea este însă nedistructivă, pentru că datorită rezistenței circuitului exterior, curentului nu i se permite să depășească valoarea maximă admisibilă  $I_{ZM}$  corespunzătoare puterii disipate maxime  $P_{DM}$ . DZ este realizată astfel ca, pînă la această putere disipată, să nu apară efecte termice care ar conduce la străpungerea distructivă.

Observăm că, dacă punctul de funcționare al DZ rămîne în zona delimitată de un punct inițial  $M_1$ , care marchează instalarea străpungerii, și punctul  $M_M$ , de intersecție a caracteristicii statice (CS) cu hiperbola de disipație maximă (HDM), tensiunea pe DZ nu se modifică practic, adică avem

$$v_z \simeq V_Z, \quad (3.2.1)$$

deși curentul poate să se modifice în limite largi. Această zonă în care  $v_z$  este cvasiconstant, iar străpungerea este nedistructivă (deci DZ — protejată) (v. fig. 3.2.1) se numește regiune de funcționare normală a DZ, regiune Zener sau regiune de stabilizare.

Principalul parametru de catalog al DZ este tensiunea Zener  $V_Z$ , cuprinsă între zecimi de V și sute de V.

Parametrul prin care se apreciază capacitatea de stabilizare a DZ este rezistența dinamică  $r_z$ , definită în jurul lui  $V_Z$ :

$$r_z \stackrel{D}{=} \left. \frac{dv_z}{di_z} \right|_{V_Z} = \frac{\Delta v_z}{\Delta i_z} \bigg|_{V_Z} \hat{=} \operatorname{tg} \gamma, \quad (3.2.2)$$



unde  $\gamma$  este unghiul dintre CS cvasiliniară din regiunea Zener și ordonata  $i_Z$  (v. fig. 3.2.1.). Valorile tipice ale lui  $r_z$  sînt cuprinse între unități și zeci de  $\Omega$ . Aceste valori mici ale lui  $r_z$  reflectă comportarea dinamică (practic ca un scurtcircuit) a diodei în regiunea Zener: o variație mare a lui  $i_Z$  determină o schimbare neînsemnată a lui  $v_Z$ . CS ideală în regiunea Zener este cca verticală, ceea ce implică  $r_z = 0$ .

Coeficientul de temperatură  $\alpha_{vZ}$ , definit (în jurul lui  $T = 300$  K) prin relația

$$\alpha_{vZ} = \frac{D}{V_Z} \frac{dV_Z}{dT} \simeq \frac{1}{V_Z} \frac{\Delta V_Z}{\Delta T}, \quad (3.2.3)$$

reprezintă un alt parametru de calitate al DZ, implicat de faptul că  $V_Z$  se modifică oarecum cu temperatura. Valorile tipice sînt de ordinul  $10^{-3}/^\circ\text{C}$ . De menționat că, la diodele cu tensiuni Zener mici (tipic pentru  $V_Z$  sub 5 V), coeficientul de temperatură este negativ. Această comportare este în legătură cu mecanismul principal de străpungere naturală și care este determinat de concentrația impurităților din regiunea  $p$  și  $n$  a joncțiunii (v. cap. 2.3.3).

La diodele Zener, concentrația impurităților este, în general, mai mare decît la alte diode, în scopul de a coborî tensiunea de străpungere la valori uzuale (deoarece cîmpul  $\mathcal{E}_M$  în JPN crește cu  $N_A$  și  $N_D$  — v. rel. 2.3.19) și de a obține rezistențe  $r_z$  de valori mici. Dacă totuși concentrația impurităților rămîne moderată, mecanismul principal de străpungere este cel de multiplicare în avalanșă a purtătorilor de sarcină. În acest caz, la creșterea temperaturii, tensiunea de străpungere, deci  $V_Z$ , se mărește (v. cap. 2.3.3) și rezultă  $\alpha_{vZ}$  pozitiv.

Pentru a obține însă diode cu  $V_Z$  mai mic (cum am spus, sub 5 V), joncțiunea este puternic impurificată și, ca urmare, mecanismul de străpungere natural este efectul Zener. Dar, la acest efect, creșterea temperaturii determină scăderea lui  $V_Z$  și rezultă  $\alpha_{vZ}$  negativ.

Parametrii limitativi, indicați de regulă în catalog, sînt  $P_{DM}$  — care se mai numește și putere nominală a DZ — și  $I_{ZM}$ . Dacă se reprezintă în planul  $v_Z - i_Z$  graficul de ecuație  $v_Z i_Z = P_{DM}$ , se obține hiperbola de disipație maximă (HDM — în fig. 3.2.1). În regiunea de sub această curbă nu este permisă funcționarea DZ. Deoarece în regiunea Zener  $v_Z \simeq V_Z$ , mărimile  $P_{DM}$  și  $I_{ZM}$  sînt legate prin relația

$$P_{DM} \simeq V_Z I_{ZM}. \quad (3.2.4)$$

Diodele Zener se fabrică uzual pentru puteri nominale variînd între 0,25 W și pînă la mai mult de 100 W. IPRS Băneasa produce diode Zener cu parametri  $P_{DM} \in [0,4 \text{ W}; 20 \text{ W}]$  și  $V_Z \in [0,75 \text{ V}; 200 \text{ V}]$ .

### 3.3. REDRESAREA CURENTULUI ALTERNATIV

Prin redresarea curentului alternativ (c.a.) înțelegem transformarea lui în curent continuu (c.c.). Redresarea tensiunii alternative de rețea (cu frecvența  $f = 50$  Hz) este necesară pentru alimentarea dispozitivelor electronice din aparate și instalații, precum și a altor consumatoare de c.c., cum sînt unele motoare electrice, instalații electrochimice, acumulatori etc.

Circuitele care efectuează această transformare se numesc circuite de redresare sau, simplu, redresoare.

Redresoarele pot fi monofazate sau trifazate, după felul tensiunii alternative care se redresează: monofazată (cu valoarea efectivă de 220 V), respectiv trifazată ( $3 \times 380$  V). De asemenea, distingem redresoare comandate sau necomandate, după cum valoarea tensiunii continue poate fi variată sau nu în procesul de redresare. În sfîrșit, există redresoare monoalternanță sau bialternanță, după cum se redresează o singură alternanță sau ambele. În acest capitol ne vom referi la redresoare monofazate necomandate.

#### 3.3.1. SCHEMA BLOC A UNUI REDRESOR

În fig. 3.3.1 este dată schema bloc tipică a unui redresor monofazat necomandat și formele de undă ale tensiunilor.

Elementele schemei sînt: transformatorul de rețea  $TR$ , sistemul de redresare  $SR$ , filtrul de netezire  $F$  și rezistența de sarcină  $R_L$ .

Tensiunea alternativă de rețea  $v_1$  se aplică la bornele primare 11' ale  $TR$ , acesta avînd rolul de a furniza la bornele secundare 22' o tensiune alternativă  $v_2$  mai mare sau mai mică decît  $v_1$ , în funcție de valoarea necesară a tensiunii redresate.

Tensiunea  $v_2$  se aplică sistemului de redresare. Acest sistem efectuează redresarea propriu-zisă. El constă din una sau mai multe diode redresoare (DR) conectate într-o configurație specifică schemei de redresare. Astfel, pentru redresorul monoalternanță este suficientă o singură DR, pentru cel bialternanță cu priză mediană pe  $TR$  sînt necesare două DR iar în cazul redresorului în punte — patru DR. Desigur, în locul unei DR putem conecta mai multe în serie, dacă tensiunea inversă este prea înaltă, respectiv în paralel, dacă valoarea curentului direct (redresat) este mare. Pentru repartizarea echilibrată a tensiunilor inverse, respectiv a curenților direcți, se asigură diodele prin rezistențe de echilibrare șunt, respectiv adiționale.

Dacă între  $SR$  și sarcină nu intercalăm un filtru de netezire, tensiunea redresată  $v_o$  de la bornele de ieșire  $OO'$  va avea o formă pulsatorie ca în diagrama (d) din fig. 3.3.1. Introducînd însă filtrul, forma de undă devine mai netedă, așa cum se observă în diagrama (e). Filtrul de netezire

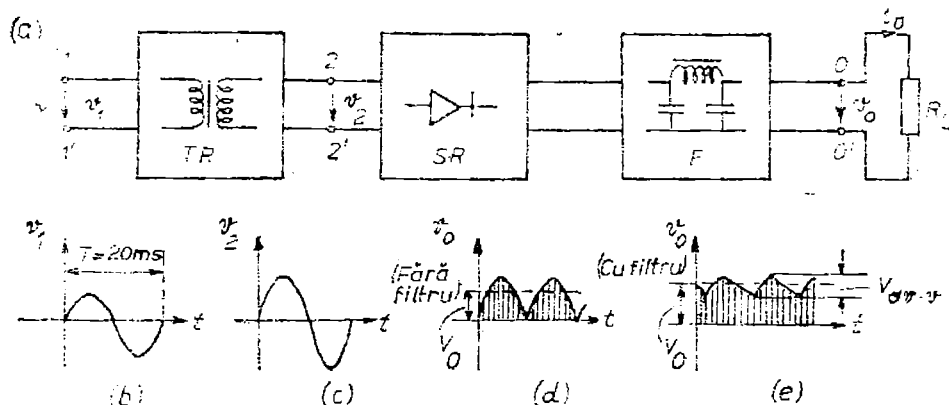


Fig. 3.3.1.

conține în structură elemente reactive  $C$  și /sau  $L$  de valori mari, care estompează tendința de variație în timp a tensiunii  $v_0$  respectiv a curentului redresat  $i_0$ . Altfel spus, filtrul permite transferul de la  $SR$  la  $R_L$  numai a componentei continue  $I_0$  (sau  $V_0$ ), și în mult mai mică măsură a componentei variabile, formată din fundamentală (cu frecvența  $f = 50$  Hz în cazul redresării monoalternanță, respectiv  $2f = 100$  Hz la redresarea bialternanță) și armonicele acesteia din dezvoltarea în serie Fourier a impulsurilor de forma (d) din fig. 3.3.1.

Pentru o categorie largă de consumatoare de c.c., și în special a aparaturii electronice destinate prelucrării și transmiterii informației, este foarte important ca tensiunea redresată  $v_0$  să fie bine filtrată, deoarece partea ei variabilă este una din componentele așa-numitului zgomot care perturbă semnalul util transmis. Calitatea filtrării se apreciază cantitativ prin factorul de pulsație (sau factorul de undulație)  $\gamma$ . O definiție adecvată măsurării este:

$$\gamma = \frac{V_{ov-v}}{V_0}, \quad (3.3.1)$$

unde  $V_{ov-v}$  reprezintă tensiunea de undulație măsurată de la vîrf la vîrf (conform diagramei (e)) iar  $V_0$  — tensiunea redresată medie. De observat că  $V_{ov-v}$  se poate determina ușor cu osciloscopul iar  $V_0$  cu un voltmetru de c.c. Factorul  $\gamma$  se măsoară de regulă în procente. Tensiunile redresate destinate polarizării dispozitivelor electronice au factori de pulsație care nu depășesc cîteva procente.

Sarcina  $R_L$  reprezintă rezistența prezentată de consumator, adică raportul  $V_0/I_0$ .

De menționat că o sursă de c.c. îmbunătățită în ce privește factorul  $\gamma$  se obține intercalînd între  $F$  și  $R_L$  un stabilizator de tensiune continuă, circuit pe care îl vom analiza în alt capitol.

Dintre circuitele de redresare menționate, vom examina redresorul în punte — care este frecvent folosit în practică — precum și redresorul monoalternanță, în legătură cu analiza filtrului de netezire RC.

### 3.3.2. REDRESORUL ÎN PUNTE

Utilizarea cu precădere în aplicații a redresorului în punte se datorește citorva avantaje. Redresînd ambele alternanțe, furnizează la același  $v_2$  o tensiune  $V_0$  (nefiltrată) de valoare dublă față de cea obținută de la redresorul monoalternanță. Din același motiv, necesită un filtru mai ieftin pentru obținerea unui factor  $\gamma$  dat. Față de redresorul bialternanță cu priză mediană, circuitul de redresare în punte este avantajos pentru că folosește un transformator cu secundarul obișnuit. Faptul că necesită 4 diode constituie un dezavantaj minor, în condițiile prețurilor actuale ale acestor dispozitive.

**SCHEMA REDRESORULUI ȘI DESCRIEREA FUNCȚIONĂRII.** Ne vom referi la redresorul în punte fără filtru, debitînd pe o sarcină pur rezistivă  $R_L$ . Schema și formele de undă ale variabilelor  $v_2$  și  $i_0$  sînt reprezentate în fig. 3.3.2.

Relativ la schemă, observăm că diodele  $D_1-D_4$  formează, într-adevăr, o configurație de punte. Pe una din diagonale se aplică tensiunea alternativă de redresat  $v_2$ , iar de pe cealaltă diagonală se culege tensiunea redresată  $v_0$ , care se aplică sarcinii  $R_L$  conectată la poarta de ieșire  $OO'$ . Pentru montarea corectă a diodelor, reținem observația sugestivă că toate sînt orientate către borna + de la ieșire ( $O$ ).

În examinarea redresorului vom presupune că transformatorul și diodele sînt elemente ideale. Mai precis, neglijăm la  $TR$  rezistențele înfășurării, pierderile de putere în miezul feromagnetic și fluxul magnetic de scăpări, iar diodelor le asociem caracteristica ideală din fig. 3.1.2.

În alternanța pozitivă a lui  $v_2$  (v. diagrama (b)), corespunzătoare polarității reale notată cu + și - în schemă, se deschid diodele  $D_1$  și  $D_3$ , deoarece sînt polarizate direct (plusul lui  $v_2$  se aplică pe anodul lui  $D_1$  iar minusul pe catodul lui  $D_3$ ). Curentul  $i_A$ , comun diodelor  $D_1$

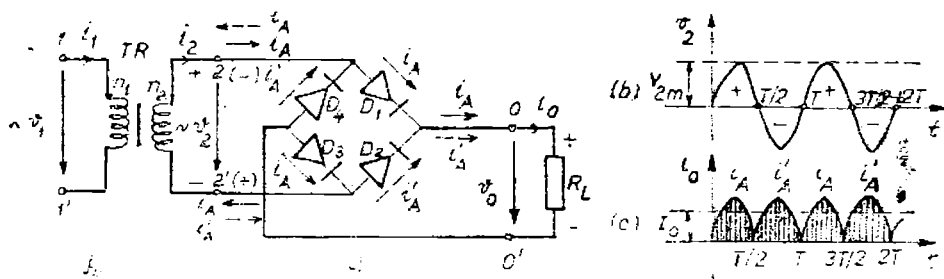


Fig. 3.3.2.

și  $D_3$ , circulă de la borna 2 prin  $D_1$ ,  $R_L$  și  $D_3$  la borna 2', avînd forma unui impuls sinusoidal (v. diagrama (c)), care se repetă pentru fiecare alternanță pozitivă, adică în intervalele  $0-T/2$ ,  $T-3T/2$  etc. Diodele  $D_2$  și  $D_4$ , fiind polarizate invers, sînt blocate.

În cealaltă alternanță a lui  $v_2$ , căreia îi spunem negativă și corespunde polarității reale notată cu  $(-)$  și  $(+)$  în schemă, se deschid  $D_2$  și  $D_4$ , iar  $D_1$  și  $D_3$  se blochează. Curentul  $i_A$ , comun diodelor  $D_2$  și  $D_4$ , circulă de la borna 2' prin  $D_2$ ,  $R_L$  și  $D_4$  la borna 2. Observația fundamentală este aceea că și în alternanțele negative impulsurile de curent  $i_A$  (din intervalele  $T/2-T$ ,  $3T/2-2T$  etc.) circulă prin  $R_L$  tot de la  $O$  la  $O'$  obținîndu-se curentul redresat  $i_o$ , format din impulsuri de un singur sens ca în fig. 3.3.2, c. Cu toate acestea, curentul secundar  $i_2$  este alternativ sinusoidal, pentru că în alternanțele pozitive el este dat de  $i_A$  iar în cele negative de  $i_A$  care sînt impulsuri sinusoidale de sens opus. Acest regim, numit nedeformant — și care nu este propriu redresorului monoalternanță — este favorabil atît transformatorului (deoarece, lipsind componenta de c.c. în secundar, miezul său nu se saturează), cît și rețelei (pentru că  $i_1$ , rezultînd sinusoidal — deci fără armonici — procesul de redresare nu afectează factorul de putere).

Deoarece  $v_o = R_L i_o$ , tensiunea redresată  $v_o$  va avea polaritatea din fig. 3.3.2 a, adică plusul la borna  $O$  și minusul la  $O'$ , iar forma ei de undă reproduce pe cea a curentului redresat  $i_o$  din diagrama (c).

**CALCULUL REDRESORULUI.** Vom folosi notațiile  $v_1$ ,  $v_2$ ,  $v_o$ ,  $i_1$ ,  $i_2$ ,  $i_A$ ,  $i_o$  — valori instantanee pentru tensiunea primară, secundară, redresată, curentul primar, secundar, curentul printr-o diodă, respectiv curentul redresat; amplitudinile lui  $v_1$  și  $v_2$  sînt  $V_{1m}$  și  $V_{2m}$  iar valorile efective:  $V_{1m} = V_{2m}/\sqrt{2}$ , respectiv  $V_2 = V_{2m}/\sqrt{2}$ ; amplitudinile lui  $i_1$  și  $i_2$  sînt  $I_{1m}$  și  $I_{2m}$  iar valorile efective:  $I_1 = I_{1m}/\sqrt{2}$ ; respectiv  $I_2 = I_{2m}/\sqrt{2}$ ;  $V_o$  este tensiunea medie redresată, iar  $I_o$  — curentul mediu redresat (obținut prin medierea în timp a lui  $i_o$  ca în diagrama (c) din fig. 3.3.2).

Cînd se cere calculul redresorului, se cunosc mărimile  $V_o$ ,  $I_o$ ,  $V_1$  (egal de regulă cu 220 V) și  $f$  (50 Hz). Se poate da rezistența de sarcină (prezentată de consumator) în locul lui  $V_o$  sau  $I_o$ , deoarece avem relația  $V_o = R_L I_o$ .

A efectua calculul redresorului înseamnă a determina, în funcție de datele menționate mai sus, următoarele două seturi de mărimi:

a)  $I_{Ao}$  — curentul mediu (direct) prin diodă,  $I_{AM}$  — curentul de vîrf prin diodă și  $V_R$  — tensiunea inversă maximă pe diodă. Pe baza acestor mărimi, putem alege din catalog tipul de diodă redresoare pentru realizarea punții  $D_1 \dots D_4$ .

b)  $V_2$ ,  $I_2$  și  $I_1$ , care servesc la calculul de proiectare a transformatorului.

Vom stabili deci relațiile de calcul ale celor 6 mărimi necesare în funcție de mărimile cunoscute  $V_o$ ,  $I_o$  și  $V_1$ , pentru redresorul în punte pe sarcină rezistivă, cu schema din fig. 3.3.2, a, considerînd că  $TR$  și diodele sînt elemente ideale. Menționăm că aceste relații sînt utilizabile

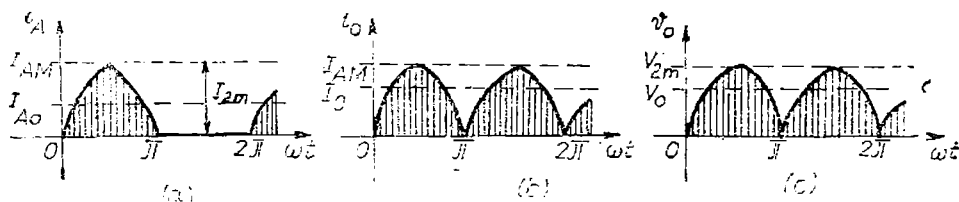


Fig. 3.3.3.

în practică dacă se aduc unele corecții simple, pe care le vom indica în încheierea acestui paragraf.

### 1) Curentul $I_{A0}$

În baza formulelor de undă din fig. 3.3.3, a și b avem

$$I_{A0} = (1/2\pi) \int_0^\pi I_{AM} \sin \omega t \, d(\omega t) \quad (3.3.2)$$

și

$$I_O = (1/\pi) \int_0^\pi I_{AM} \sin \omega t \, d(\omega t), \quad (3.3.3)$$

de unde rezultă că

$$I_{A0} = I_O/2 = 0,5 \cdot I_O \quad (3.3.4)$$

### 2) Curentul $I_{AM}$

Efectuăm integrala (3.3.3):  $I_O = (I_{AM}/\pi)(-\cos \omega t)^\pi = 2I_{AM}/\pi$

Deci

$$I_{AM} = \pi I_O/2 = 1,57 \cdot I_O \quad (3.3.5)$$

### 3) Tensiunea $V_R$

Conform definiției,  $V_R$  este cea mai mare tensiune inversă care se aplică uneia din diodele redresoare, deci cînd dioda respectivă este blocată. Să examinăm atunci schema redresorului (fig. 3.3.2, a), de exemplu, în alternanța pozitivă, cînd sînt blocate  $D_2$  și  $D_4$ . Aceste diode apar în paralele pe secundarul transformatorului, pentru că una din bornele 22' comunică direct cu  $D_2$  și  $D_4$  iar cealaltă prin  $D_1$ , respectiv  $D_3$ , care conduc, comportîndu-se ca scurtcircuite. Dar, cea mai mare tensiune la bornele 22' este  $V_{2m}$ , deci

$$V_R = V_{2m}. \quad (3.3.6)$$

Trebuie să exprimăm însă pe  $V_{2m}$  în funcție de mărimea dată  $V_O$ . Diagrama (c) din fig. 3.3.3 ne permite acest lucru, deoarece valoarea de vîrf

a tensiunii redresate  $v_o$  este  $V_{2m}$  (întrucît pe diodele ideale în conducție nu apare căderea de tensiune), iar valoarea medie este  $V_o$ . Atunci avem

$$V_o = (1/\pi) \int_0^\pi V_{2m} \sin \omega t \, d(\omega t) = 2V_{2m}/\pi; \quad (3.3.7)$$

acest rezultat, împreună cu (3.3.6), ne dă

$$V_R = \pi V_o/2 = 1,57 V_o. \quad (3.3.8)$$

Observăm că exp. (3.3.4), (3.3.5) și (3.3.8) leagă mărimile  $I_{Ao}$ ,  $I_{AM}$  și  $V_R$  de mărimile date  $I_o$  și  $V_o$ . Odată determinate valorile  $I_{Ao}$ ,  $I_{AM}$  și  $V_R$ , vom alege din catalog un tip de diodă redresoare ai cărei parametri limitativi  $I_F$ ,  $I_{FM}$  și  $V_{RM}$  să satisfacă condițiile:

$$I_F \geq I_{Ao}, \quad I_{FM} \geq I_{AM} \quad \text{și} \quad V_{RM} \geq V_R. \quad (3.3.9)$$

#### 4) Tensiunea $V_2$

Avînd  $V_{2m} = \sqrt{2} V_2$ , rel. (3.3.7) devine:  $V_o = 2 \sqrt{2} V_2/\pi$  și deci

$$V_2 = \pi V_o/2 \sqrt{2} = 1,11 V_o. \quad (3.3.10)$$

#### 5) Curentul $I_2$

Deoarece impulsurile de curent  $i_A$  și  $i_a$ , prin diodele care conduc succesiv, reprezintă cele două alternanțe ale curentului  $i_2$ , rezultă că

$$I_{2m} = I_{AM}, \quad (3.3.11)$$

așa cum se arată în fig. 3.3.3 (a). Înlocuind atunci în rel. (3.3.11) pe  $I_{2m}$  cu  $\sqrt{2} I_2$  și pe  $I_{AM}$  cu valoarea din (3.3.5), rezultă  $\sqrt{2} I_2 = \pi I_o/2$ , de unde

$$I_2 = \pi I_o/2 \sqrt{2} = 1,1 \cdot I_o. \quad (3.3.12)$$

#### 6) Curentul $I_1$

Pentru  $TR$  ideal, condiția de conservare a puterii se scrie:  $V_1 I_1 = V_2 I_2$  sau, înlocuind pe  $V_2$  și  $I_2$  din rel. (3.3.10 și 12),  $V_1 I_1 = (\pi/2 \sqrt{2})^2 V_o I_o$ , de unde

$$I_1 = \frac{\pi^2}{8} \frac{V_o I_o}{V_1}. \quad (3.3.13)$$

Au fost exprimate deci mărimile  $V_2$ ,  $I_2$  și  $I_1$ , necesare la dimensionarea  $TR$ , în funcție de date cunoscute:  $V_o$ ,  $I_o$  și  $V_1$ .

Am menționat că relațiile stabilite mai sus sînt utilizabile și în practică, dacă se fac unele corecții prin care ținem seama de faptul că  $TR$  și diodele nu sînt elemente ideale. Corecțiile sînt următoarele:

1) Dacă tensiunea redresată  $V_o$  este relativ mică, uzual sub 20 V, ținem cont de tensiunea de deschidere a diodei, care este cam 0,6 V la  $DR$  cu  $Si$ . Pentru aceasta, nu vom lucra cu  $V_o$  dat, ci cu unul majorat,

deci cu  $V_0 + 1,2 \text{ V}$ , deoarece la un moment dat conduc două diode în serie.

II) Luăm în considerare pierderile de putere în TR, introducând un randament  $\eta$ , a cărui valoare tipică este de 0,8. În felul acesta, puterea de calcul a transformatorului (adică puterea activă absorbită de TR din rețea) este mai mare decât puterea livrată de secundar, adică este  $V_2 I_2 / \eta$ . Prin urmare, vom utiliza la dimensionarea TR curentul primar  $I_1 / \eta$  și puterea primară  $V_1 I_1 / \eta$ , unde  $I_1$  este dat de (3.3.13).

III) Numărul de spire al înfășurării secundare,  $n_2$ , după ce a fost calculat pe baza celor discutate mai sus, se majorează cu 5% pentru a ține cont de căderile de tensiune pe rezistențele înfășurărilor TR.

Amintim, în încheiere, că puterea primară (puterea de calcul a TR) determină aria secțiunii transversale a miezului feromagnetic, această arie și tensiunile  $V_1$  și  $V_2$  intervin în calculul numărului de spire  $n_1$  și  $n_2$  ale înfășurărilor, iar curenții din primar și secundar — în calculul diametrelor conductoarelor celor două înfășurări.

### 3.3.3. FILTRUL DE NETEZIRE RC

În fig. 3.3.4 este prezentată schema unui redresor monoalternanță, în scopul de a studia efectul filtrului de netezire asupra tensiunii redresate.

Redresorul este prevăzut cu cel mai simplu filtru, constînd, de fapt, dintr-un singur element — condensatorul  $C$ . Cu toate acestea, filtrul se

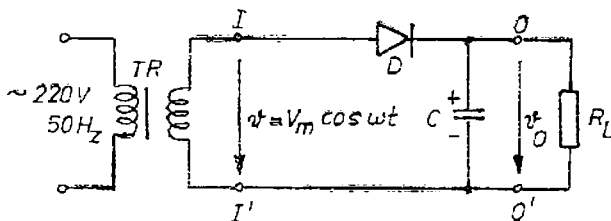


Fig. 3.3.4.

numește de tip RC, pentru că eficiența filtrării depinde și de valoarea rezistenței de sarcină  $R_L$ .

Vom considera, ca și la analiza redresorului în punte, că elementele din schemă (transformatorul de rețea TR și dioda redresoare D) sînt ideale.

Funcționarea redresorului fără condensator de filtraj (cu sarcină pur rezistivă) este simplă: pe durata alternanțelor pozitive ale tensiunii secundare  $v$  (cînd potențialul bornei I este superior potențialului bornei I') dioda conduce, iar pe durata celor negative este blocată. Tensiunea redresată  $v_0$  va fi formată numai din impulsurile alternanțelor pozitive (v. forma de undă din fig. 3.3.3, a) ale tensiunii  $v$ . Plusul lui  $v_0$  fiind la



borna  $O$  (catodul diodei), adică exact ca în convenția de semn adoptată (v. săgeata asociată lui  $v_0$ ), avem  $v_0 \geq 0$ .

Funcționarea redresorului cu condensator de filtraj poate fi urmărită cu ajutorul diagramelor din fig. 3.3.5. Forma de undă trasată cu linie plină este a tensiunii redresate (de ieșire)  $v_0(t)$ , iar cea cu linie întreruptă — a tensiunii alternative  $v = V_m \cos \omega t$ .

Să presupunem, pentru a facilita înțelegerea, că primarul transformatorului se conectează la rețea în momentul  $t_0$  (v. fig. 3.3.5) și că  $C$  nu este încărcat.

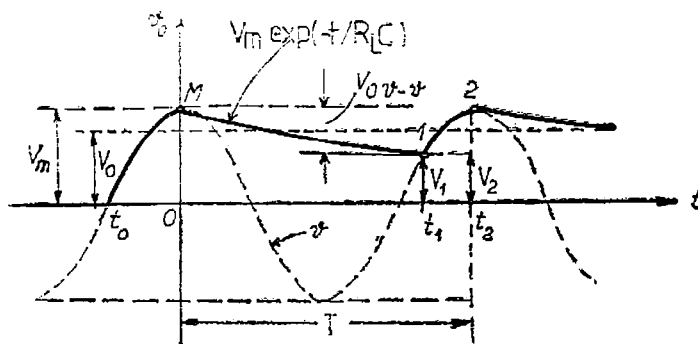


Fig. 3.3.5.

În momentul conectării la rețea,  $D$  conduce imediat, deoarece anodul său (care comunică cu  $I$ ) se pozitivează în raport cu catodul (care prin  $R_L$  comunică cu  $I'$ ). Dioda comportându-se ca un scurtcircuit,  $v$  este transmis integral pe grupul paralel  $C$  și  $R_L$ , adică  $v_0$  urmărește pe  $v$ , și deci avem

$$v_0 = V_m \cos \omega t, \quad t \in (t_0, 0). \quad (3.3.14)$$

În rel. (3.3.14) am specificat că ea este valabilă numai pînă la  $t = 0$ . La  $t = 0$  (punctul  $M$  al diagramei) creșterea lui  $v$  încetează, iar condensatorul este încărcat la tensiunea maximă  $V_m$ ; deci, în acest moment, tensiunea pe diodă este nulă și se blochează.

În continuare,  $D$  rămîne blocată, fiindcă potențialul lui  $I$  (anodul) scade rapid după legea  $v = V_m \cos \omega t$ , iar potențialul lui  $O$  (catodul), datorită condensatorului, este menținut aproape de  $+V_m$ . De fapt, din momentul  $t = 0$ , cînd  $D$  se blochează (comportîndu-se ca un conductor întrerupt), circuitul  $CR_L$  este deconectat de la tensiunea  $v$  și, prin urmare,  $C$  se descarcă liber pe  $R_L$ , cu constanta de timp  $\tau = R_L C$ . Avem deci:

$$v_0 = V_m \exp\left(-\frac{t}{R_L C}\right), \quad t \in (0, t_1). \quad (3.3.15)$$

Dar, variația tensiunii de ieșire dată de rel. (3.3.15) are loc numai pînă într-un moment  $t_1$ , cînd  $v$  egalează pe  $v_0$  din acel moment, ceea ce determină intrarea diodei în conducție. În intervalul  $(t_1, t_2)$  care urmează,

forma de undă a lui  $v_o$  (între punctele 1' și 2' din diagramă) este impusă de tensiunea  $v$ , care, prin dioda ideală în conducție, apare integral și la bornele de ieșire  $OO'$ . După momentul  $t_2$ , procesul se repetă.

Observăm că tensiunea redresată  $v_o$  variază într-un domeniu de valori mult mai restrîns sau, cum se mai spune, este „netezită” ori filtrată — în mare măsură — de componentele variabile. Evident, abaterea de la forma de undă constantă, care ar fi  $v_o = V_m$ , depinde de constanta de timp  $\tau$  și de perioada  $T$ . În practică, se asigură o valoare  $\tau$  suficient de mare, pentru ca tensiunea de undulație de la vîrf la vîrf,  $V_{o-v}$ , să fie doar cîteva procente din  $V_m$ . În acest fel, tensiunea medie redresată  $V_o$  (cu valoarea exactă cuprinsă între  $V_1$  și  $V_m$ ) este, cu bună aproximație

$$V_o \simeq V_m. \quad (3.3.16)$$

Este importantă, pentru dimensionarea filtrului, expresia factorului de undulație  $\gamma$  în funcție de  $C$ ,  $R_L$  și  $T$ . Pentru a o stabili, plecăm de la definiția (3.3.1):  $\gamma = V_{o-v}/V_o$ . Din fig. 3.3.5, observăm că  $V_{o-v} = V_m - V_1$ . Este însă mai ușor de calculat tensiunea  $V_2$ , pentru că ea reprezintă pe  $v_o$  dat de rel. (3.3.15) la  $t = T$  ( $T$  fiind perioada tensiunii de rețea de 20 ms), adică

$$V_2 = V_m \exp(-T/R_L C). \quad (3.3.17)$$

Aproximația  $V_1 \simeq V_2$  este cu totul valabilă, pentru că, precum am spus, descărcarea este foarte lentă ( $\tau \gg T$ ). Prin urmare, putem pune

$$V_{o-v} \simeq V_m - V_2. \quad (3.3.18)$$

Din relațiile de mai sus rezultă

$$\gamma = \frac{V_{o-v}}{V_o} \simeq \frac{V_m - V_2}{V_m} = 1 - \exp\left(-\frac{T}{R_L C}\right). \quad (3.3.19)$$

Dar, pentru că în practică  $T/R_L C \ll 1$ ,  $\exp(-T/R_L C) \simeq 1 - T/R_L C$  și deci

$$\gamma \simeq \frac{T}{R_L C}. \quad (3.3.20)$$

Rezultatul (3.3.20) arată că un  $\gamma$  mic (cel mult cîteva procente) pretinde capacități de valori mari ( $T$  și chiar  $R_L$  fiind mărimi fixate). Se utilizează de regulă condensatoare electrolitice cu capacități de la zeci pînă la mii de  $\mu F$ . De observat că, la valori  $R_L$  mari putem obține ușor un factor de undulație mic. De asemenea, la redresările bialternanță (cum este cel în punte), la care impulsurile semisinusoideale se succed la  $T/2 = 10$  ms, rezultă, la același  $\tau = R_L C$ , un factor  $\gamma$  pe jumătate. (Pentru redresarea ambelor alternanțe, în expresia lui  $\gamma$  vom introduce  $T/2$  în locul lui  $T$ .)

Desigur, o soluție îmbunătățită o constituie folosirea filtrelor  $LC$  și, mai ales, intercalarea, între filtru și sarcină, a unui stabilizator de tensiune continuă.

### 3.4. STABILIZAREA TENSIUNII CONTINUE

Stabilizatoarele de tensiune sînt circuitele care se conectează între sursă și sarcină, avînd rolul de a menține constantă tensiunea la bornele sarcinii, cînd se modifică, între anumite limite, tensiunea sursei, impedanța de sarcină sau temperatura. Efectul obținut, ca și ansamblul măsurilor luate în acest scop, se numește stabilizarea tensiunii. În cele ce urmează ne vom referi la stabilizarea tensiunii continue de la bornele unei sarcini rezistive, și care este furnizată uzual de un redresor.

Distingem două tipuri de stabilizatoare de tensiune continuă: a) stabilizatoare parametrice și b) stabilizatoare cu reacție.

Funcționarea stabilizatoarelor parametrice se bazează pe neliniaritatea caracteristicilor statice ale unor dispozitive electronice. Datorită neliniarității, un parametru specific al dispozitivului, de exemplu rezistența diferențială, depinde esențial de punctul de funcționare. Este posibil să se găsească o regiune a caracteristicilor statice, în care valoarea și legea de variație a parametrului respectiv să asigure, la o poartă a dispozitivului, menținerea cvasiconstantă a tensiunii.

Stabilizatoarele cu reacție sînt sisteme de reglaj automat, deci circuite electronice avînd în structură, cu necesitate, cel puțin un dispozitiv activ (cu electrod de comandă, cum este de exemplu tranzistorul). În esență, procesul de stabilizare prin reacție decurge astfel: de la ieșirea stabilizatorului se aduce la intrare (sau la o altă poartă a sa) un semnal de eroare (proporțional cu abaterea tensiunii de ieșire față de valoarea nominală). Semnalul respectiv este aplicat elementului de reglaj (dispozitivului activ), care își modifică punctul de funcționare, restabilind valoarea nominală a tensiunii de ieșire.

De remarcat că, în cazul unei rezistențe de sarcină constante, stabilizatorul de tensiune este în același timp și un stabilizator de curent.

#### 3.4.1. PARAMETRII STABILIZATORULUI DE TENSIUNE

Stabilizatorul de tensiune poate fi privit ca un cuadripol, așa cum este reprezentat în fig. 3.4.1. Prin cuadripol (sau diport) înțelegem o rețea electrică sau electronică cu 2 perechi de borne (2 porți) accesibile, una de intrare și cealaltă de ieșire. La poarta de intrare  $II'$  se aplică tensiune  $v_I$  furnizată de sursă iar la cea de ieșire,  $OO'$ , se conectează sarcina  $R_L$ . Tensiunea de ieșire  $v_O$ , de la bornele sarcinii, este cea care face obiectul stabilizării. Curentul de sarcină  $i_L$  este legat de  $v_O$  și  $R_L$  prin relația:

$$i_L = v_O / R_L. \quad (3.4.1)$$

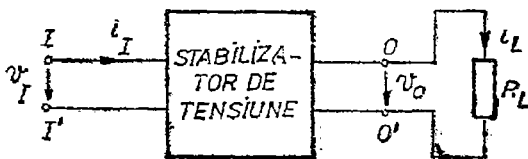


Fig. 3.4.1.

De subliniat că stabilizatorul de tensiune reprezintă un cuadripol neliniar, deoarece relațiile dintre variabilele  $v_I$ ,  $i_I$  și  $v_o$  (sau  $i_o$ ) sînt ele însele neliniare. Aceasta este consecința neliniarităților prezentate de caracteristicile statice volt-ampere ale dispozitivelor electronice din structura stabilizatorului.

Pentru a caracteriza eficiența unui stabilizator de tensiune (ST), se folosesc trei parametri, corelați cu cei 3 factori destabilizanți ai tensiunii  $v_o$ , deci cu  $v_I$ ,  $R_L$  și  $T$ . Să introducem acești parametri.

Tensiunea de ieșire este funcție de factorii destabilizanți:

$$v_o = v_o(v_I, R_L, T). \quad (3.4.2)$$

Este mai adecvată în practică dependența

$$v_o = v_o(v_I, i_L, T), \quad (3.4.3)$$

deoarece  $i_L$  se măsoară mai ușor ca  $R_L$ . Trecerea de la rel. (3.4.2) la (3.4.3) este posibilă înlocuind (3.4.1) în (3.4.2) și explicitînd pe  $v_o$ .

Să presupunem că valorile nominale ale variabilelor care ne interesează sînt  $V_o$ ,  $V_I$ ,  $I_L$  și  $T_N$ . Dorim să corelăm abaterea  $\Delta v_o$  față de  $V_o$ , cînd factorii destabilizanți suferă abaterile finite mici  $\Delta v_I$ ,  $\Delta i_L$  și  $\Delta T$ , de la valorile nominale respective.

Pentru a corela abaterile, vom pleca de la diferențiala totală a lui  $v_o$  (v. rel. 3.4.3):

$$dv_o = \frac{\partial v_o}{\partial v_I} dv_I + \frac{\partial v_o}{\partial i_L} di_L + \frac{\partial v_o}{\partial T} dT. \quad (3.4.4)$$

Derivatele parțiale din (3.4.4), luate în jurul valorilor nominale, definesc parametrii ST după cum urmează:

— coeficientul de stabilizare  $S_o$

$$S_o = 1 / \left. \frac{\partial v_o}{\partial v_I} \right|_{I_L, T_N}; \quad (3.4.5)$$

— rezistența internă  $R_i$

$$R_i = - \left. \frac{\partial v_o}{\partial i_L} \right|_{V_I, T_N}; \quad (3.4.6)$$

— coeficientul de temperatură  $K_T$

$$K_T = \left. \frac{\partial v_o}{\partial T} \right|_{V_I, I_L}. \quad (3.4.7)$$

Revenind acum la corelarea abaterilor, putem utiliza relația (3.4.4) pentru variații staționare finite, dacă acestea sînt mici\* în raport cu valorile nominale respective:

$$\Delta v_o = \Delta v_I / S_o - R_i \Delta i_L + K_T \Delta T. \quad (3.4.8)$$

---

\* Condiția cantitativă pe care trebuie s-o îndeplinească abaterea pentru a fi considerată mică se poate formula numai dacă se cunoaște neliniaritatea ST pentru variabila respectivă.

În consecință, cunoscând din măsurători și pe baza definițiilor (3.4.5—7) parametrii ST, rel. (3.4.8) permite evaluarea abaterii tensiunii la ieșirea ST, în funcție de abaterea de la valoarea nominală a tensiunii de intrare, a curentului de sarcină și a temperaturii.

Observăm din rel. (3.4.8) că este de dorit ca ST să posede un coeficient  $S_0$  cât mai mare ( $S_0$  este adimensional), dar o rezistență internă și un coeficient de temperatură ( $V/^\circ\text{C}$ ) cât mai mici.

### 3.4.2. STABILIZATORUL CU DIODĂ ZENER

SCHEMA STABILIZATORULUI ȘI DESCRIEREA FUNCȚIONĂRII. Stabilizatorul de tensiune continuă pe care îl studiem este de tip parametric și folosește, ca dispozitiv cu caracteristică neliniară, o diodă Zener. Schema sa este dată în fig. 3.4.2 iar caracteristica diodei în fig. 3.4.3.

În schema ST distingem următoarele elemente: rezistența de cădere (sau de limitare)  $R$ , dioda Zener  $DZ$  și rezistența de sarcină  $R_L$ .

Subliniem că stabilizatorul propriu-zis este cuprins între porțile  $II' - OO'$  (v. fig. 3.4.2) și el trebuie să mențină constantă tensiunea  $v_o$  când variază între anumite limite  $v_I$ ,  $i_L$  sau  $T$ . Relativ la variația temperaturii, aici trebuie să luăm în considerare influența acesteia asupra  $DZ$ , în principal asupra tensiunii Zener  $V_Z$ . Dacă  $T$  influențează tensiunea  $v_o$  și prin elemente exterioare stabilizatorului, efectul respectiv este inclus în variațiile lui  $v_I$  și  $i_L$ .

Din fig. 3.4.2 observăm că  $v_o$  reproduce tensiunea  $v_Z$  de pe diodă:

$$v_o = v_Z. \quad (3.4.9)$$

Stabilizarea lui  $v_o$  față de variațiile lui  $v_I$  și  $i_L$  este posibilă datorită formei caracteristicii  $DZ$  în regiunea de stabilizare (regiunea Zener sau de străpungere) cuprinsă între punctele  $M_1$  și  $M_M$  (v. fig. 3.4.3). Mai precis, în această regiune, tensiunea  $v_Z$ , deci și  $v_o$ , rămîne practic constantă (la valoarea  $V_Z$ ) când curentul prin diodă,  $i_Z$ , variază în limite largi, de la valoarea  $I_{ZMIN}$  (unde caracteristica prezintă un cot pronunțat, care marchează străpungerea nedistructivă) și pînă la valoarea  $I_{ZM}$ , care este curentul maxim admisibil prin  $DZ$  (ordonata punctului de intersecție  $M_M$  al caracteristicii statice CS cu hiperbola de disipație maximă HDM). Altfel spus, în regiunea  $M_1 - M_M$ ,  $DZ$  se comportă la terminale ca o sursă de tensiune electromotoare  $V_Z$ , cu o rezistență internă serie neglijabilă (rezistența dinamică  $r_z$  a diodei în regiunea Zener).

Să urmărim comportarea ST la variația lui  $v_I$ . Dacă mărim treptat pe  $v_I$ , pornind de la  $v_I = 0$ , la început  $v_o$  crește proporțional cu  $v_I$ :

$$v_o = \frac{R}{R + R_L} v_I, \quad v_I \leq V_{IMIN}, \quad (3.4.10)$$

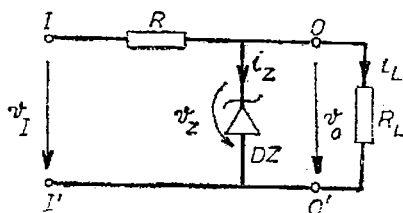


Fig. 3.4.2.

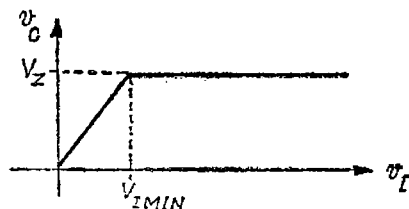


Fig. 3.4.4.

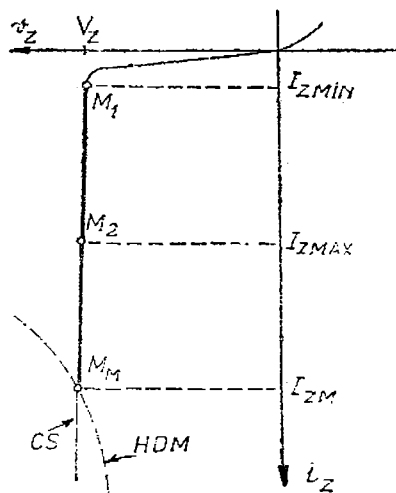


Fig. 3.4.3.

deoarece, pentru  $v_Z < V_Z$ , dioda este cvasiblocată, adică  $i_Z \simeq 0$ , (v. fig. 3.4.3) și deci circuitul  $RR_L$  se comportă întocmai ca un divizor de tensiune. (Dacă  $i_Z \simeq 0$ ,  $DZ$  este virtual deconectată.)

Dependența (3.4.10) este valabilă numai pînă la o tensiune de intrare  $V_{IMIN}$ , la care  $v_Z$ , respectiv  $v_O$ , devine egal cu  $V_Z$  și  $DZ$  se străpunge, punctul de funcționare fiind  $M_1$ . Putem determina pe  $V_{IMIN}$  introducînd în rel. (3.4.10)  $v_O = V_Z$  și  $v_I = V_{IMIN}$ . Rezultă:

$$V_{IMIN} = \left(1 + \frac{R}{R_L}\right) V_Z. \quad (3.4.11)$$

Mărimd pe  $v_I$  dincolo de  $V_{IMIN}$ , tensiunea,  $v_O$  rămîne aproape constantă, adică avem

$$v_O \simeq V_Z, \quad v_I > V_{IMIN}. \quad (3.4.12)$$

Dependența  $v_O = v_O(v_I)$  se numește caracteristică de transfer a ST și este reprezentată grafic în fig. 3.4.4, în conformitate cu expresiile (3.4.10) și (3.4.12).

Este important rolul pe care îl joacă  $R$  în procesul de stabilizare. Cînd mărim pe  $v_I$  peste valoarea  $V_{IMIN}$ , apare o tendință de creștere a lui  $v_Z$ . Dar, o creștere chiar mică a lui  $v_Z$  determină o deplasare considerabilă a punctului de funcționare din poziția  $M_1$  către  $M_2$  și mai departe spre  $M_M$  (v. fig. 3.4.3), ceea ce înseamnă însă o creștere importantă a lui  $i_Z$ . Dacă nu ar exista rezistența  $R$ , care să limiteze pe  $i_Z$ , el ar atinge

valori periculoase pentru  $DZ$  (mai mari ca  $I_{ZM}$ ), chiar la fluctuații neînsemnate ale lui  $v_Z$  în jurul lui  $V_Z$ . În legătură cu acest rol este și denumirea de rezistență de limitare a lui  $R$ .

Un alt mod de a prezenta rolul rezistenței  $R$  este următorul. Să presupunem că punctul de funcționare este undeva între  $M_1$  și  $M_M$ . Deoarece prin  $R$  trece curentul  $i_Z + i_L$  (v. fig. 3.4.2) iar  $v_O \simeq V_Z$ , avem

$$v_I - (i_Z + i_L)R = v_O \simeq V_Z = \text{const.} \quad (3.4.13)$$

Se vede din (3.4.13) că, dacă  $v_I$  suferă o creștere  $\Delta v_I$ , ea trebuie să cadă aproape integral pe  $R$ , pentru ca diferența din membrul întâi să rămână aproximativ  $V_Z$ ; de aici, denumirea alternativă de rezistență de cădere dată lui  $T$ . Variația simultană și cvasiegală a lui  $v_I$  și a căderii de tensiune  $R(i_Z + i_L)$  este posibilă datorită variației bruște a lui  $i_Z$  cu  $v_Z$  în regiunea Zener.

Subliniem că, pentru a apărea efectul de stabilizare, trebuie să asigurăm diodei cel puțin curentul  $I_{ZMIN}$ , iar pentru a o proteja, nu vom depăși curentul  $I_{ZM}$ . În practică, se evită distrugerea  $DZ$  cauzată de variațiile accidentale mai mari ale lui  $v_I$ , prin dimensionarea ST considerând un curent limită  $I_{ZMAX}$  mai redus (v. punctul  $M_2$  de pe CS), de ordinul  $I_{ZM}/2$ . Deci, plaja de stabilizare pe caracteristică este segmentul  $\overline{M_1 M_2}$ .

Relativ la stabilizarea lui  $v_O$  față de variațiile lui  $i_L$  (determinate de modificarea lui  $R_L$ ), interpretarea poate fi dată tot pe baza rel. (3.4.13), dacă nu depășim plaja de stabilizare. Astfel, de exemplu, la o creștere  $\Delta i_L$ ,  $v_O \simeq v_Z$  are tendința de micșorare, ceea ce determină o scădere compensatoare  $\Delta i_Z \simeq -\Delta i_L$ , restabilind practic valoarea  $v_O \simeq V_Z$ . Reținem deci că, la variația sarcinii,  $i_Z$  și  $i_L$  variază în sens opus, pentru a se conserva curentul  $i_L + i_Z$ , care asigură, conform rel. (3.4.13),  $v_O \simeq \text{const.}$

**CALCULUL STABILIZATORULUI.** Vom schița modul de calcul al unui ST pe cazul frecvent întâlnit în practică al unei surse de c.c., formată dintr-un redresor monofazic cu filtru RC, urmat de circuitul de stabilizare (v. fig. 3.4.5).

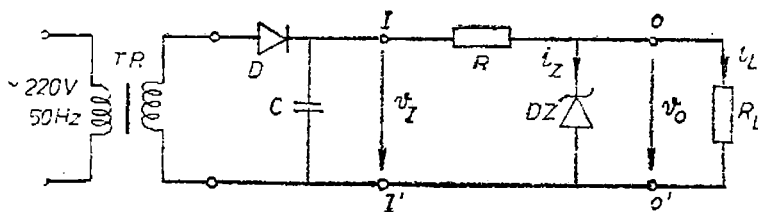


Fig. 3.4.5.

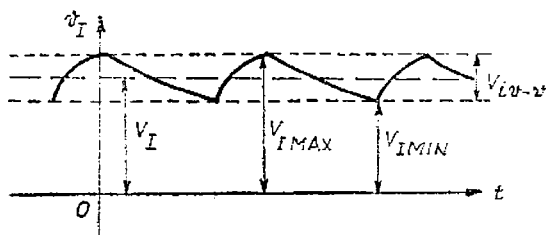


Fig. 3.4.6.

$I_{LMAX}$ , pentru că cel minim este nul (adică  $v_o$  trebuie să fie stabilizat la un consum oricît de mic, deci și cînd poarta  $OO'$  este în gol).

Mai cunoaștem, desigur, tensiunea constantă  $V_o$  pe care o dorim la ieșire.

Calculul stabilizatorului înseamnă de fapt determinarea valorii rezistenței de limitare  $R$  și alegerea diodei Zener, în funcție de mărimile date:  $V_o$ ,  $V_{IMIN}$ ,  $V_{IMAX}$  și  $I_{LMAX}$ .

Vom face două idealizări: a) redresorul furnizează  $v_I$  cu forma de undă din fig. 3.4.6 pentru orice  $i_L \in (0, I_{LMAX})$ ; b)  $DZ$  menține la terminale o tensiune constantă  $V_Z = v_o$  pentru orice  $i_Z \in (I_{ZMIN}, I_{ZMAX})$ .

Calculul comportă cîteva etape.

1) **Stabilirea lui  $I_{ZMIN}$ .** Valoarea  $I_{ZMIN}$  este necesară la determinarea lui  $R$ , dar ea nu apare de regulă printre parametrii de catalog ai diodelor Zener. Practica arată însă că dacă se lucrează cu un  $I_{ZMIN}$ , care nu este mai mic decît  $I_{ZM}$  cu mai mult de un ordin de mărime, este asigurată poziția lui  $M_1$  (v. fig. 3.4.3) în regiunea Zener. Vom scrie deci:

$$I_{ZMIN} = I_{ZM}/k_I, \quad (3.4.14)$$

unde coeficientul de curent  $k_I \leq 10$ . Uzual se lucrează cu  $k_I = 10$ , pentru a favoriza (precum vom vedea) coeficientul de stabilizare  $S_o$ .

Dar, după cum vom vedea, este adevărată relația

$$I_{ZM} = 2(I_{LMAX} + I_{ZMIN}) \frac{V_{IMAX} - V_o}{V_{IMIN} - V_o}, \quad (3.4.15)$$

care, cu expresia (3.4.14) și notația următoare, reprezintă coeficientul de tensiune

$$k_V = \frac{V_{IMAX} - V_o}{V_{IMIN} - V_o}, \quad (3.4.16)$$

poate fi adusă la forma

$$I_{ZMIN} = \frac{2k}{k_I - 2k_V} I_{LMAX}. \quad (3.4.17)$$

Rel. (3.4.17) permite stabilirea lui  $I_{ZMIN}$  în funcție de mărimi cunoscute.



2) **Determinarea lui  $R$ .** Observăm că ST trebuie să fie în măsură să răspundă, în primul rînd, la variațiile a două mărimi și anume: la variațiile lui  $v_I$  între  $V_{IMIN}$  și  $V_{IMAX}$  și la variațiile lui  $i_L$  între zero și  $I_{LMAX}$ . ST lucrează corect dacă aceste variații nu duc punctul de funcționare al  $DZ$  în afara segmentului de stabilizare  $\overline{M_1 M_2}$  (v. fig. 3.4.3).

Nedepășirea limitei  $M_1$  se asigură prin alegerea lui  $R$ . Mai precis, trebuie să alegem pe  $R$  astfel ca prin  $DZ$  curentul să nu scadă sub  $I_{ZMIN}$ . Întrucît cel mai mic curent prin  $DZ$  și care trebuie să fie  $I_{ZMIN}$  apare cînd  $v_I = V_{IMIN}$  și, simultan,  $i_L = I_{LMAX}$  (v. ultimul aliniat de la descrierea funcționării ST), condiția de calcul pentru  $R$  derivă din rel. (3.4.13) scrisă pentru aceste valori:

$$V_{IMIN} - (I_{ZMIN} + I_{LMAX})R = V_0 \simeq V_Z,$$

de unde

$$R = \frac{V_{IMIN} - V_0}{I_{LMAX} + I_{ZMIN}}. \quad (3.4.18)$$

3) **Alegerea diodei Zener.** Vom impune condiția ca cel mai mare curent prin  $DZ$  să fie  $I_{ZMAX}$ . Dar cel mai mare curent prin  $DZ$  apare cînd  $v_I = V_{IMAX}$  și, simultan,  $i_L = I_{LMIN} = 0$ . Tot rel. (3.4.13) ne conduce la condiția  $V_{IMAX} - I_{ZMAX}R = V_0$ , de unde

$$I_{ZMAX} = \frac{V_{IMAX} - V_0}{R}. \quad (3.4.19)$$

Dar, după cum am arătat la descrierea funcționării ST, se alege în mod uzual o diodă Zener cu un curent  $I_{ZM}$  dublu față de valoarea limită de lucru dată de (3.4.19), deci

$$I_{ZM} = 2 \frac{V_{IMAX} - V_0}{R}. \quad (3.4.20)$$

Puterea disipată maximă a diodei va fi

$$P_{DM} = V_Z I_{ZM} = V_0 I_{ZM}. \quad (3.4.21)$$

Prin urmare, vom alege din catalog o diodă Zener cu  $V_Z = V_0$  și  $I_{ZM}$  dat de rel. (3.4.20), respectiv cu o putere  $P_{DM}$  dată de rel. (3.4.21).

Dacă eliminăm pe  $R$  între rel. (3.4.18) și (3.4.20) obținem dependența (3.4.15) pe care am folosit-o la stabilirea valorii  $I_{ZMIN}$ .

**DETERMINAREA PARAMETRILOR.** Ne propunem să stabilim expresiile parametrilor  $S_0$ ,  $R_i$  și  $k_T$  ai stabilizatorului de tensiune continuă cu  $DZ$  din fig. 3.4.2.

Acești parametri, definiți prin derivatele parțiale (3.4.5–7), se determină în practică prin rapoarte de variații finite mici sau prin rapoarte de semnale mici —  $\Delta v_I$  sau  $v_i$ ,  $\Delta v_0$  sau  $v_o$ ,  $\Delta i_L$  sau  $i_i$  și  $\Delta T$  — în jurul valorilor medii (nominale)  $V_I$ ,  $V_0$ ,  $I_L$  și  $T_N$ . Deci, expresiile folo-

site pentru determinarea practică a parametrilor  $S_0$ ,  $R_i$  și  $k_T$ , pe bază de măsurători sau folosind circuite echivalente de semnal mic, sînt următoarele:

$$S_0 \stackrel{B}{=} \left. \frac{\partial v_0}{\partial v_I} \right|_{I_L, T_N} \simeq \left. \frac{\Delta v_I}{\Delta v_0} \right|_{I_L, T_N} = \left. \frac{v_i}{v_0} \right|_{\substack{i_i=0 \\ \Delta V_Z=0}} \quad (3.4.22)$$

$$R_i \stackrel{D}{=} - \left. \frac{\partial v_0}{\partial i_L} \right|_{V_I, T_N} \simeq - \left. \frac{\Delta v_0}{\Delta i_L} \right|_{V_I, T_N} = - \left. \frac{v_o}{i_i} \right|_{\substack{v_i=0 \\ \Delta V_Z=0}} \quad (3.4.23)$$

$$k_T \stackrel{D}{=} \left. \frac{\partial v_0}{\partial T} \right|_{V_I, I_L} \simeq \left. \frac{\Delta v_0}{\Delta T} \right|_{V_I, I_L} = V_Z \alpha_{VZ} \left. \frac{v_o}{\Delta V_Z} \right|_{\substack{v_i=0 \\ i_i=0}} \quad (3.4.24)$$

În legătură cu coeficientul de temperatură  $k_T$ , subliniem că elementul din schema ST care este influențat de temperatură este  $DZ$ , prin parametrul  $\alpha_{VZ}$  definit prin rel. (3.2.3); din aceasta, rezultă dependența

$$\Delta V_Z = \alpha_{VZ} V_Z \Delta T, \quad (3.4.25)$$

care face legătura între variația de temperatură  $\Delta T$  și variația corespunzătoare a tensiunii Zener  $V_Z$ . În baza dependenței (3.4.25) am scris ultima expresie a lui  $k_T$  din rel. (3.4.24).

Pentru aplicarea rel. (3.4.22–24) în scopul determinării parametrilor  $S_0$ ,  $R_i$  și  $k_T$ , înlocuim mai întâi ST din fig. 3.4.2 cu circuitul echivalent liniar din fig. 3.4.7, valabil pentru funcționarea  $DZ$  în regiunea de stabilizare (segmentul liniar  $\overline{M_1 M_2}$  din fig. 3.4.3). De fapt, am înlocuit  $DZ$  cu modelul său de semnal mare constînd dintr-o sursă de tensiune continuă  $V_Z$ , în serie cu o rezistență egală cu valoarea rezistenței dinamice  $r_z$  (dată de contrapanta caracteristicii statice în regiunea Zener) și cu o sursă de tensiune  $\Delta V_Z$ , care modelează variația lui  $V_Z$  cu temperatura.

De remarcat că, în acest paragraf, am suprimat idealizarea b) de la calculul ST, în sensul că ținem cont de înclinarea CS în regiunea Zener (prin  $r_z$ ) și de efectul temperaturii asupra  $DZ$  (prin  $\Delta V_Z$ ).

În fig. 3.4.8 se reprezintă modelul de semnal mic al ST, adică circuitul format din elementele care intervin în corelarea abaterilor (variațiilor) de la valorile nominale. Variațiile sînt modelate prin semnalele mici  $v_i$ ,  $i_i$ ,  $v_o$ , precum și prin sursa de tensiune  $\Delta V_Z$ .

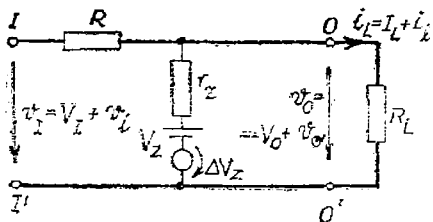


Fig. 3.4.7.

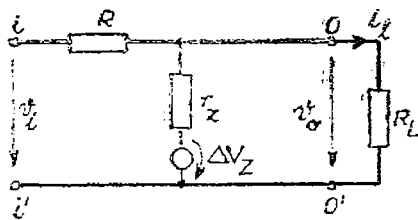


Fig. 3.4.8.

1) Coeficientul  $S_0$  se determină pe baza circuitului din fig. 3.4.9, care derivă din modelul dat în fig. 3.4.8, punând condițiile  $i_i = 0$  și  $\Delta V_Z = 0$ , pretinse de definiția (3.4.22). Ne interesează deci raportul  $v_o/v_i$  dedus din fig. 3.4.9. Este vorba de o divizare a tensiunii  $v_i$ . Avem  $v_o = v_i r_s / (R + r_s)$ , de unde

$$S_0 = 1 + \frac{R}{r_s}. \quad (3.4.26)$$

Deci, pentru a obține un  $S_0$  ridicat trebuie să lucrăm cu valori  $R$  mari, ceea ce implică o tensiune de intrare  $V_i$  înaltă și un curent  $I_{ZMIN}$  redus (v. rel. 3.4.18), la  $I_L$  și  $V_o$  date. Valorile tipice ale lui  $S_0$  sînt de ordinul sutelor la ST de putere mică (unități de W).

2) Rezistența internă  $R_i$  rezultă din circuitul prezentat în fig. 3.4.10 pe baza definiției (3.4.23). Deci, injectăm la ieșire un curent  $i_i$ , iar intrarea și sursa  $\Delta V_Z$  le scurtcircuităm pentru a avea  $v_i = 0$  și  $\Delta V_Z = 0$ . Apoi căutăm tensiunea  $v_o$  și facem raportul  $-v_o/i_i$ . Respectînd convenția de semne pentru  $v_o$  și  $i_i$ , rezultă  $v_o = -i_i R r_s / (R + r_s)$ , de unde

$$R_i = \frac{R r_s}{R + r_s} \simeq r_s. \quad (3.4.27)$$

Ultima egalitate este adevărată, deoarece, în practică,  $R \gg r_s$ .

Observăm că valoarea rezistenței dinamice a DZ este determinantă pentru parametrii  $S_0$  și  $R_i$ . Adică, pentru a obține un  $S_0$  de valoare ridicată și un  $R_i$  mic, este necesar ca DZ să posede o rezistență  $r_s$  cit mai redusă, ceea ce înseamnă, de fapt, o caracteristică statică avînd regiunea Zener cit mai apropiată de verticala  $v_Z = V_Z = \text{const.}$

3) Coeficientul  $k_T$  se determină folosind circuitul din fig. 3.4.11, care corespunde definiției (3.4.24). Astfel, s-a scurtcircuitat intrarea și s-a lăsat ieșirea în gol, pentru a realiza condițiile  $v_i = 0$  și  $i_i = 0$ . Tensiunea activă este, aici,  $\Delta V_Z$ . Trebuie să determinăm tensiune  $v_o$  care apare la ieșire și apoi să facem raportul  $v_o/\Delta V_Z$ . Observăm, din fig. 3.4.11,

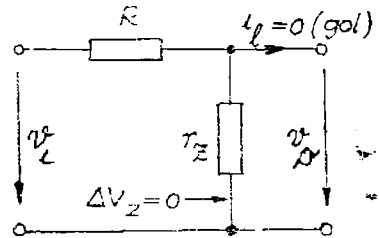


Fig. 3.4.9.

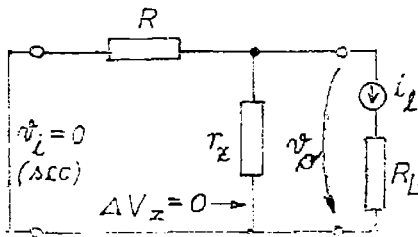


Fig. 3.4.10.

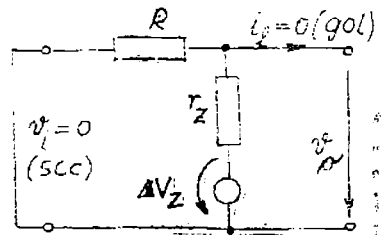


Fig. 3.4.11.

că iarăși avem o divizare:  $v_o = R\Delta V_Z/(R + r_z)$  sau  $v_o/\Delta V_Z = R/(R + r_z)$ . Introducând acest rezultat în rel. (3.4.24), obținem:

$$k_T = \frac{R}{R + r_z} V_Z \alpha_{VZ} \simeq V_Z \alpha_{VZ}, \quad (3.4.28)$$

adică parametrul  $k_T$  este determinat de coeficientul de temperatură al DZ.

Prin urmare, obținem un stabilizator cu parametri buni dacă pornim de la o tensiune redresată  $V_I$  de valoare relativ ridicată (față de tensiunea stabilizată necesară  $V_o$ ), folosind apoi o rezistență de cădere  $R$  mare și o diodă Zener cu  $\alpha_{VZ}$  și  $r_z$  cât mai mici.

## 4. TRANZISTORUL BIPOLAR<sup>1</sup> ȘI APLICAȚII FUNDAMENTALE

În acest capitol se studiază tranzistorul bipolar — structura semiconductoră activă cea mai importantă și răspândită din electronică, atât ca dispozitiv discret, cât și ca element component în majoritatea circuitelor integrate.

Se vor examina principalele procese fizice care determină comportarea tranzistorului în regim static și dinamic. Pe această bază, se justifică apoi caracteristicile statice, introducem parametrii de dispozitiv și elaborăm modelele grafo-analitice și electrice folosite pentru descrierea tranzistorului bipolar în aplicații.

În continuare, pe modelul tranzistorului bipolar, se vor trata amplificarea semnalelor de audiofrecvență și reacția — fenomene de bază în aplicațiile dispozitivelor active de circuit.

### 4.1. PREZENTAREA CALITATIVĂ A TRANZISTORULUI BIPOLAR

Tranzistorul bipolar (TB) este un dispozitiv semiconductor activ cu trei terminale: emitor ( $E$ ), bază ( $B$ ) și colector ( $C$ ).

La formarea curenților prin tranzistorul bipolar participă concomitent purtătorii de sarcină de ambele specii — electroni și goluri. Dimpotrivă, în cazul tranzistorului unipolar (sau cu efect de câmp) — de care ne vom ocupa în capitolul următor —, la formarea curentului iau parte purtătorii de sarcină de un singur tip.

#### 4.1.1. STRUCTURA TB. GENERALITĂȚI

Tranzistoarele bipolare actuale (cu joncțiuni)\*, la care ne vom referi în continuare, sînt formate din trei regiuni semiconductoră succesive, în ordinea  $n-p-n$  sau  $p-n-p$ , realizate în același cristal semiconductor

---

\* Tranzistorul inventat în 1948, ca și primele realizate industrial, au fost cu contacte punctiforme (v. diode cu contact punctiform, cap. 3.1).

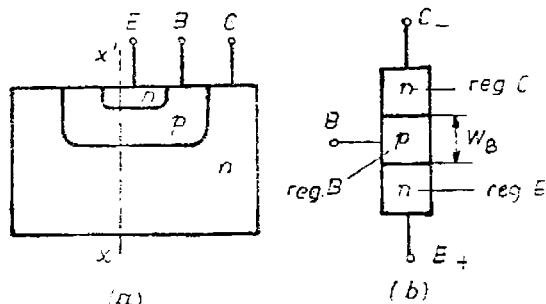


Fig. 4.1.1.

4.1.1, a. În fig. 4.1.1, b este dat modelul structural unidimensional care se folosește în mod obișnuit pentru deducerea caracteristicilor teoretice ale TB. Această structură idealizată poate fi considerată ca rezultând din decuparea unui element îngust din structura planară tipică, pe direcția  $x'x$  (fig. 4.1.1, a).

De observat că baza este regiunea mijlocie a structurii, iar emitorul și colectorul sînt cele de la extremități. Denumirile regiunilor extreme sînt corelate, după cum vom vedea, cu funcțiile lor: emitorul este sursa de purtători, care determină în principal curentul prin tranzistor, iar regiunea de la cealaltă extremitate colectează purtătorii ajunși aici. Baza (denumirea este istorică) are rolul de a controla (modifica) intensitatea curentului prin tranzistor, în funcție de tensiunea dintre  $B$  și  $E$ .

Numele de tranzistor, dat dispozitivului, provine din contractarea cuvintelor din limba engleză: TRANsfer-reSISTOR — denumire care desemnează funcția de bază a dispozitivului și anume aceea de amplificare, evaluată cantitativ prin parametrul transrezistență. Transrezistența este raportul dintre tensiunea de semnal de la ieșirea tranzistorului și curentul de semnal de la intrare; acest raport este foarte mare cînd TB funcționează în regim de amplificare.

Proprietatea de amplificare a TB se datorește așa-numitului efect de tranzistor, care, în esență, este o consecință a interacțiunii (cuplajului) dintre cele două joncțiuni. Pentru a obține în mod net efectul de tranzistor, dispozitivul trebuie să îndeplinească două condiții principale: 1) baza să fie subțire, adică grosimea regiunii bazei ( $W_B$  în fig. 4.1.1, b) să fie mult mai mică decît lungimea de difuzie a purtătorilor minoritari din ea; 2) emitorul să fie mult mai puternic impurificat decît baza (fapt evidențiat adesea prin notația  $n^+pn$ , respectiv  $p^+np$ ).

## 4.1.2. PRINCIPII DE FUNCȚIONARE

FORMAREA CURENȚILOR PRIN TRANZISTOR. În funcționarea normală a TB, joncțiunea de emitor (JE) se polarizează direct, cu o tensiune apropiată de cea de deschidere (0,2–0,3 V pentru TB cu Ge

de bază (Si, Ge, GaAs etc.). Există deci, tranzistoare bipolare de tip  $npn$  sau  $pnp$ .

Regiunile semiconductorilor, purtînd aceleași denumiri ca terminalele respective, definesc cele două joncțiuni ale TB: joncțiunea  $B-E$  sau de emitor și joncțiunea  $B-C$  sau de colector.

Structura tipică a unui tranzistor bipolar planar\*  $npn$  este cea prezentată în fig.

\* Realizat în tehnologia planară (v. Cap. 2.1.2.).

și 0,6–0,7 V pentru TB cu Si), iar jonctiunea de colector (JC) — invers, cu o tensiune relativ mare (de la unități până la zeci de V). Spunem în acest caz (deci, când JE este polarizată direct și JC — invers) că TB funcționează în regiunea activă directă (sau în regiunea activă normală.)

Pentru sublinierea mecanismelor esențiale de formare a curenților, se vor lua în considerare numai efectele de ordinul întâi.

Să reprezentăm sub structura idealizată a unui TB *n-p-n*-afat mai întâi la echilibru termic (fig. 4.1.2, a) și apoi polarizat în regiunea activă directă (fig. 4.1.2, b) — nivelul  $E_c$  din diagrama de benzi energetice. (Putem alege oricare nivel „paralel” cu nivelul Fermi intrinsec, dar, pentru electroni,  $E_c$  este adecvat.)

La echilibru termic (TB nepolarizat), curentul net prin jonctiuni este nul, pentru că barierele de energie potențială  $eV_{oE}$  și  $eV_{oC}$  ( $V_{oE}$ ,  $V_{oC}$  — diferențele interne de potențial ale jonctiunilor) au exact înălțimile care asigură componente egale de difuzie și drift și care se compensează pentru ambele tipuri de purtători. În fig. 4.1.2 se ilustrează intuitiv concentrațiile mari de electroni (majoritari) în E și C și concentrația mică de electroni (minoritari) în B.

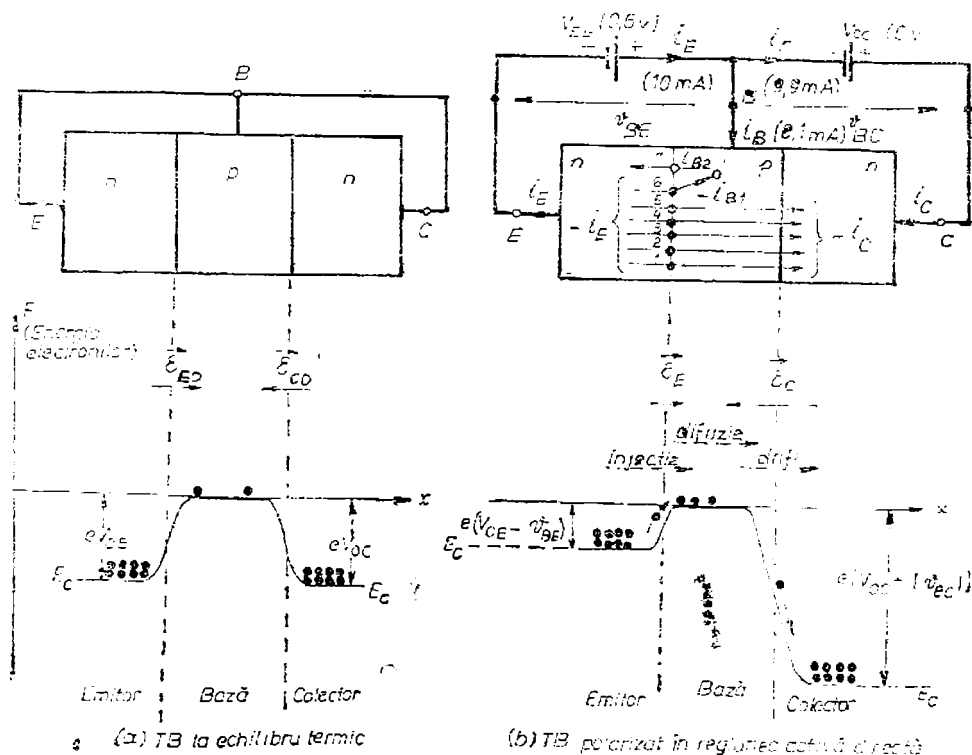


Fig. 4.1.2.

În cazul tranzistorului polarizat în regiunea activă directă, bariera joncțiunii de emitor scade la valoarea  $e(V_{0E} - v_{BE})$ , unde  $v_{BE} = V_{EE} > 0$  este tensiunea bază-emitor iar  $V_{EE}$  tensiunea sursei de polarizare a emitorului. Această barieră, mai joasă, poate fi trecută cu ușurință de un număr sporit de electroni; este vorba deci, de o injecție de purtători (electroni) minoritari în exces (față de situația de echilibru) în bază, purtători proveniți din emitor. Sau, în termeni de câmp și nu de energie, spunem că injecția este determinată de reducerea cimpului electric frinat de la  $\mathcal{E}_0$  (valoarea de echilibru) la  $\mathcal{E}$  (valoarea micșorată, datorită polarizării directe a joncțiunii de bază). Electronii în exces, de tipul celor marcați cu cifrele 1-6 pe joncțiunea de emitor (fig. 4.1.2, b), formează fluxul electronic  $-i_E$  care traversează această joncțiune, pătrunzând în bază. Conservarea neutralității regiunii  $E$  impune ca un număr egal de electroni să pătrundă în această regiune prin terminalul  $E$ ; ei formează curentul de emitor  $i_E$ , al cărui sens este, evident, de la terminalul  $E$  spre exterior.

O mică parte din electronii fluxului  $-i_E$  (electroni de tipul celui marcat cu cifra 6 în fig. 4.1.2, b și care formează fluxul  $-i_{B1}$ ) se recombina cu goluri din  $B$ . Dispariția golurilor impune, în virtutea păstrării neutralității bazei, ca tot atâția electroni să iasă prin terminalul  $B$ ; curentul corespunzător  $i_{B1}$  este o primă componentă a curentului de bază  $i_B$ , care pătrunde în tranzistor prin terminalul bazei. O altă componentă,  $i_{B2}$ , tot mică, se datorește golurilor (de tipul 7, în fig. 4.1.2, b) injectate în  $E$ . Valoarea redusă a lui  $i_B$  este consecința celor două particularități constructive menționate ale TB; pentru că  $N_A$  (concentrația acceptorilor din  $B$ ) este mic în raport cu  $N_D$  (concentrația donatorilor din  $E$ ) rezultă  $i_{B2} \ll i_E$ , iar fiindcă  $W_B$  este mic, rezultă  $i_{B1} \ll i_E$ .

Revenind la fluxul electronic  $-i_E$ , acesta rămâne deci practic neafectat de recombinări. Să examinăm însă mecanismul de transport al electronilor din componența lui  $-i_E$ , după ce ei au fost injectați în  $B$ .

Concentrația electronilor minoritari din  $B$  prezintă un gradient (pe direcția  $x$ , de-a lungul structurii  $n\bar{p}n$ ), pentru că excesul este mare pe limita dinspre  $E$  a bazei și scade aproape pînă la anulare pe limita dinspre  $C$ , ca rezultat al distribuției Boltzmann a electronilor după energie; diferența dintre nivelurile  $E_C$  evaluate în  $B$  și  $E$  s-a micșorat față de situația de la echilibru ( $v_{BE} < 0$ ), iar cea dintre nivelurile  $E_C$  evaluate în  $B$  și  $C$  s-a mărit ( $v_{BC} < 0$ ). Existînd gradientul menționat, electronii difuzează către concentrații mici, ajungînd pînă la limita dinspre  $B$  a regiunii golite  $B-C$ . Aici sînt preluați prin drift de  $\mathcal{E}_C$  (care are valoare mare și sens favorabil antrenării electronilor spre  $C$ ) și trecuți în regiunea de colector ca flux electronic  $-i_C$ . Condiția de neutralitate electrică a regiunii  $C$  impune ca tot atâția electroni să părăsească această regiune prin terminalul  $C$ , determinînd curentul de colector  $i_C$  care pătrunde în tranzistor prin terminal. Desigur, mecanismul de drift la joncțiunea de colector poate fi prezentat și în termeni de energie potențială și poate chiar mai intuitiv: electronii, ajunși prin difuzie la marginea regiunii golite  $B-C$ , „cad în josul” barierei de energie potențială, a cărei înălțime



(cădere, pentru electronii scoși din  $B$ ) a crescut cu  $e|v_{BC}|$  față de valoarea de la echilibru. De subliniat că  $i_C$  este aproximativ egal cu  $i_E$ .

În fig. 4.1.2,  $b$ , pentru a sugera ordinul de mărime al raportului dintre cele două tensiuni de polarizare, precum și cel dintre mărimile curenților, sînt indicate valori tipice pentru TB cu Si de mică putere. Reținem că pentru polarizarea în regiunea activă directă avem:  $v_{BE} > 0$ , de ordinul zecimilor de volt, deci  $v_{BE} \gg V_T$ ;  $v_{BC} < 0$ , de ordinul unităților sau chiar al zecilor de V, deci  $|v_{BC}| \gg V_T$ . Valoarea  $i_C$  este apropiată de  $i_E$ ; introducînd un factor  $\alpha_0$  puțin subunitar, avem  $i_C = \alpha_0 i_E$ . Valoarea  $i_B$  este mult mai mică decît  $i_C$ , adică  $i_B = i_C/\beta_0$ , unde  $\beta_0$  este un factor de ordinul zecilor sau sutelor.

În baza teoremei I a lui Kirchhoff pentru nodul  $B$  avem

$$i_E = i_C + i_B. \quad (4.1.1)$$

Rel. (4.1.1) este fundamentală. Va fi deci, suficient să măsurăm doi curenți la terminale, cel de al treilea rezultînd din (4.1.1). În consecință, factorii  $\alpha_0$  și  $\beta_0$ , care se vor evalua ulterior, sînt corelați; introducînd în (4.1.1)  $i_C = \alpha_0 i_E$  și  $i_B = \alpha_0 i_E/\beta_0$ , rezultă  $1 = \alpha_0 + \alpha_0/\beta_0$ .

**EFFECTUL DE TRANZISTOR. FUNCȚIILE DE AMPLIFICARE ȘI COMUTARE.** Subliniind cîteva observații, desprindem ceea ce este esențial, pentru aplicații, în comportarea tranzistorului bipolar.

a) Prin joncțiunea de colector, deși polarizează invers, trece un curent  $i_C$  de valoare mare, aproximativ egal cu curentul  $i_E$  al joncțiunii de emitor, care este polarizată direct. Prin efect de tranzistor înțelegem tocmai această proprietate a dispozitivului de a face posibilă trecerea unui curent mare printr-o joncțiune polarizată invers, datorită prezenței în vecinătate a unei joncțiuni polarizate direct.

Menționăm că dacă baza este groasă ( $W_B$  — comparabil cu lungimea de difuzie a electronilor în  $B$  sau mai mare), efectul de tranzistor nu apare; cele două joncțiuni funcționează independent, curentul prin fiecare fiind determinat de tensiunea proprie de polarizare.

b) Deoarece concentrația purtătorilor minoritari în bază, la marginea dinspre  $C$ , rămîne neglijabilă în raport cu valoarea sa de la marginea dinspre  $E$  pentru  $v_{BC}$  variînd în limite destul de largi, curentul de colector este cvasiindependent de  $v_{BC}$ . Mai precis, aceasta se întîmplă dacă  $v_{BC} < 0$ , cu  $|v_{BC}| > (3-4) V_T$  (practic, joncțiunea de colector trebuie să fie polarizată invers cel puțin cu 0,1 V). Lucrurile stau astfel ca urmare a faptului că  $i_C$  este determinat de gradientul concentrației purtătorilor minoritari din  $B$  și nu de înălțimea barierei  $B-C$ , ceea ce justifică formularea intuitivă: electronii „cad la fel de bine în josul barierei și de la înălțime mai mică”.

c) Proprietățile menționate la punctele a) și b) permit tranzistorului bipolar să îndeplinească funcțiile de amplificare și de comutare, care de fapt au la bază același mecanism. Posibilitatea de realizare a acestor funcții rezultă acum și direct. Un curent  $i_C$ , debitat de o sursă de tensiune relativ ridicată,  $V_{CC}$  (de ex. de 6 V, ca în fig. 4.1.2,  $b$ ), poate fi contro-

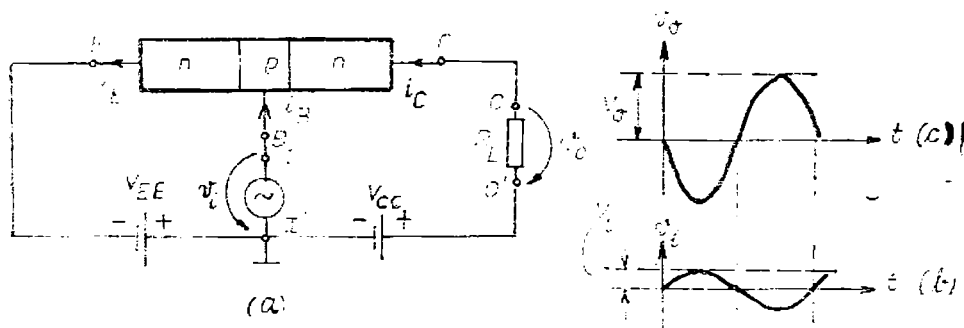


Fig. 4.1.3.

lat în limite largi (de la zero pînă la 10 mA), modificînd o tensiune mică  $V_{EE}$  (de la zero pînă la 0,6 V). Dacă în serie cu sursa  $V_{CC}$  conectăm o rezistență de sarcină  $R_L$ , putem obține variații de tensiune pe  $R_L$  comparabile cu  $V_{CC}$ , deci cu un ordin de mărime (sau mai mult) superioare variațiilor date lui  $V_{EE}$ . Această este amplificarea de tensiune. Dar și funcția de comutare este evidentă: făcînd  $V_{EE} = 0$ , rezultă  $i_C = 0$ , iar pentru  $V_{EE} = 0,6$  V, avem  $i_C = 10$  mA; deci, conectînd sau deconectînd o sursă de 0,6 V de la care TB absoarbe o putere mică (de 0,6 V 10 mA = 6 mW), conectăm sau deconectăm indirect (prin intermediul TB), de la sursa de 6 V, o sarcină care consumă o putere mai mare (de 6 V 10 mA = 60 mW).

Modul de conectare a TB, în raport cu sursa de semnal (sau de comandă) și cu sarcina, determină performanțele de amplificare și de comutare ale tranzistorului. O schemă eficientă este cea din fig. 4.1.3, a. În serie cu terminalul bazei, adică la bornele de intrare  $II'$ , se conectează generatorul de semnal. El furnizează tensiunea (semnalul) de amplificat  $v_i = V_i \sin \omega t$  ( $\omega = 2\pi f$ ,  $f$  — frecvența semnalului, de exemplu, din domeniul audio: 15 Hz — 15 kHz) cu diagrama din fig. 4.1.3, b. În serie cu terminalul colectorului, adică la bornele de ieșire  $OO'$ , se conectează o rezistență de sarcină  $R_L$ . De pe ea se culege semnalul amplificat (răspunsul), adică tensiunea de ieșire  $v_o$  (fig. 4.1.3, c).

Să arătăm că circuitul din fig. 4.1.3, a realizează deopotrivă o amplificare de curent, de tensiune și de putere.

Se observă că pe joncțiunea de emitor se aplică tensiunea  $V_{EE} + v_i$ , avînd componenta continuă  $V_{EE}$  și alternativă  $v_i$ . Presupunem că  $V_i$  este suficient de mic, sub 10 mV. În acest caz componentele  $V_{EE}$  și  $v_i$  acționează independent, așa că peste componentele continue de curent  $I_B$  și  $I_C$  determinate de  $V_{EE}$  se suprapun componente sinusoidale  $i_b$  și  $i_c$  de amplitudini  $I_b$  și  $I_c$ . Raportul amplitudinilor este de același ordin de mărime cu raportul  $I_C/I_B$ . Știm însă că  $I_C \gg I_B$ , deci și

$$\frac{I_c}{I_b} \gg 1, \quad (4.1.2)$$

ceea ce înseamnă o amplificare de curent: curentul de semnal prin sarcina  $R_L$  (adică  $I_c$ ) este mult mai mare decât cel debitat de generator ( $I_b$ ).

Curentul variabil  $i_c = I_c \sin \omega t$  străbate  $R_L$ , producînd la bornele ei căderea de tensiune sinusoidală  $R_L i_c$ . În raport cu borna de referință  $I'$  (sau  $O'$ ), căderea de tensiune  $R_L i_c$  este în contrafază cu  $v_i$ , pentru că la creșterea potențialului bornei  $I$  (datorită semnalului) rezultă o scădere a potențialului bornei  $O$ . Deci, tensiunea variabilă de ieșire (răspunsul în tensiune al circuitului la semnalul  $v_i$ ) este  $v_o = -R_L i_c = -R_L I_c \sin \omega t$ . Valoarea  $R_L$  se poate lua atît de mare încît amplitudinea  $V_o = R_L I_c$  să atingă ordinul de mărime al tensiunii  $V_{CC}$ , pentru că, după cum am arătat, curentul de colector nu este influențat de valoarea tensiunii de polarizare inversă  $v_{BC}$  (în fig. 4.1.3,  $a$ ,  $|v_{BC}| \approx V_{CC} - R_L i_c$ ), cînd aceasta se modifică în limite largi (avînd totuși  $|v_{BC}| \gg V_T$ , cu  $V_T = 26$  mV la  $T = 300$  K). Avînd  $V_o \approx V_{CC}$ ,  $V_i \ll V_{EE}$  și  $V_{EE} \ll V_{CC}$ , rezultă

$$\frac{V_o}{V_i} \gg 1. \quad (4.1.3)$$

Deci circuitul introduce și o amplificare de tensiune, deoarece amplitudinea răspunsului ( $V_o$ ) este mult mai mare decât cea a semnalului ( $V_i$ ).

Făcînd produsul rapoartelor (4.1.2) și (4.1.3), rezultă  $V_o I_c / V_i I_b \gg 1$ . Dar  $V_o I_c / 2$  este puterea alternativă de ieșire  $P_o$  (în sarcina  $R_L$ ), iar  $V_i I_b / 2$  este puterea alternativă de intrare  $P_i$  (furnizată de generatorul de semnal) și deci

$$\frac{P_o}{P_i} \gg 1, \quad (4.1.4)$$

ceea ce înseamnă o amplificare de putere.

De subliniat că amplificarea de tensiune sau de curent se poate obține și cu circuite pasive (de exemplu, un transformator sau un circuit rezonant), dar o amplificare de putere este posibilă numai cu dispozitive active, un astfel de dispozitiv fiind TB. Cîștigul de putere se obține pe seama energiei furnizate de sursele de polarizare. Altfel spus, TB funcționează ca un convertor de energie: el transformă puterea de c.c. debitată de sursele de polarizare în putere variabilă (de c.a.), în ritmul semnalului aplicat la intrare.

Menționăm că funcționarea TB de tip *pnp* este cu totul similară. Aici goliurile sînt injectate din emitor în bază și preluate apoi de colector. Se înțelege că în toate mecanismele rolul electronilor este luat de goliuri și invers. Ca urmare, se inversează atît sensurile reale ale curenților, cît și polaritățile tensiunilor de alimentare. Analizele și aplicațiile ulterioare se vor face de preferință pe tipul *npn*, deși opțiunea nu poate fi argumentată decît, poate, prin faptul că dintre tranzistoarele cu Si, cele de tip *npn* sînt mai răspîndite (structura *npn* fiind adecvată realizării TB dublu-difuzate epitaxiale cu performanțe ridicate). Mai adăugăm faptul că tensiunile de polarizare față de emitor sînt pozitive în funcționarea normală, ceea ce este adesea avantajos în scrierea relațiilor.

### 4.1.3. SIMBOLURI. CONEXIUNI FUNDAMENTALE

SIMBOLURILE GRAFICE ALE TB. Pentru TB *npn* și *pnp* se folosesc simbolurile date în fig. 4.1.4, *a*, respectiv 4.1.4, *b*. Săgeata înclinată din simbol indică sensul real al curentului  $i_B$  în funcționarea normală (în regiunea activă directă).

CONVENȚIILE DE SEMN ȘI SIMBOLURILE LITERALE PENTRU CURENȚI ȘI TENSIUNI. În fig. 4.1.4 sînt indicate, pentru curenți și tensiuni, atît convențiile de semn cît și simbolurile literale folosite. Se observă că, potrivit convențiilor de semn adoptate, în funcționarea normală a TB, tensiunile aplicate și curenții prin terminale sînt mărimi pozitive. Reamintim că la tensiuni virful săgeții indică punctul cu potențialul de referință (corespunzător indicelui al doilea din simbolul literal al tensiunii), adică față de care se evaluează potențialul punctului indicat de urma săgeții (corespunzător primului indice). De exemplu, la TB *npn*, tensiunea dintre bază și emitor, notată  $v_{BE}$ , este pozitivă dacă potențialul bornei *B* este mai înalt decît al bornei *E* și negativă în caz contrar. La TB *pnp*, tensiunea emitor-bază, notată  $v_{EB}$ , este pozitivă dacă potențialul lui *E* este mai înalt decît al lui *B*. Relativ la simbolurile literale, respectăm convențiile adoptate anterior. Astfel, referindu-ne, de exemplu, tot la tensiunea bază-emitor,  $v_{BE}$  reprezintă valoarea instantanee totală,  $v_{be}$  — valoarea instantanee a componentei variabile,  $V_{be}$  — amplitudinea precedentei iar  $V_{BE}$  — valoarea statică (componenta continuă, de repaus sau medie — dacă acestea nu diferă). După cum rezultă din fig. 4.1.4, numai două din tensiunile de la terminalele TB sînt independente deoarece, conform teoremei a II-a a lui Kirchhoff, avem

$$v_{CE} = v_{CB} + v_{BE}. \quad (4.1.5)$$

CONEXIUNI FUNDAMENTALE. Deși TB este un dispozitiv cu trei terminale, în schemele practice el poate fi privit ca un cuadripol activ la care intrarea și ieșirea au o bornă comună. După cum această bornă este *E*, *B* sau *C*, există trei moduri fundamentale de a conecta TB în montajele practice: cu emitorul comun (conexiunea *EC*), cu baza comună (conexiunea *BC*) și cu colectorul comun (conexiunea *CC*). Cele trei conexiuni fundamentale sînt prezentate în fig. 4.1.5, *a*, *b* și *c*.

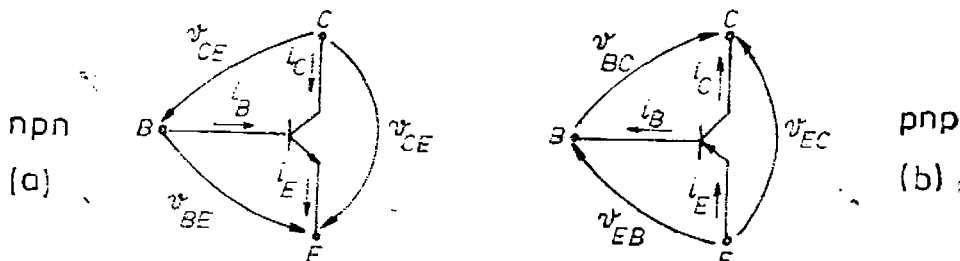


Fig. 4.1.4.

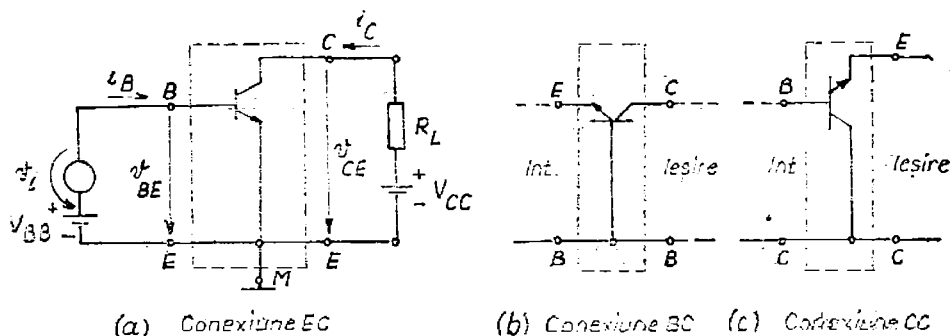


Fig. 4.1.5.

Conexiunea *EC* (pe care am detaliat-o în fig. 4.1.5) este cea mai folosită datorită proprietăților sale favorabile multor aplicații. La această conexiune, bornele de intrare în cuadripol (reprezentat cu linie întreruptă în fig. 4.1.5), la care în cazul funcției de amplificare se aplică semnalul  $v_i$ , sînt *B* și *E*, iar cele de ieșire, la care se conectează sarcina  $R_L$ , sînt *C* și *E*. Terminalul *E* fiind, deci, comun intrării și ieșirii, este natural ca potențialul său să fie ales ca potențial de referință. Pentru a-l fixa (să nu poată varia cînd se modifică starea electromagnetică locală), se recomandă ca terminalul respectiv (*E*, în cazul conexiunii *EC*) să se conecteze la un punct de „masă” (în fig. 4.1.5, *a*, punctul *M*). Denumirea este în legătură cu faptul că dacă *M* este un punct al unui corp conductor voluminos („de masă mare”), care prezintă deci o capacitate electrică mare, potențialul lui *M* nu va putea fi modificat de variațiile de sarcină uzuale ( $\Delta q/C \equiv \Delta v \rightarrow 0$ , unde *C* este capacitatea corpului,  $\Delta q$  — variația de sarcină iar  $\Delta v$  — variația de potențial corespunzătoare).

În baza relațiilor 4.1.1 și 4.1.5, sînt independenți doi curenți prin tranzistor și două tensiuni la terminale. Deoarece interesează de regulă variabilele electrice de la intrare și de la ieșire, se urmăresc în analize curenții prin terminalele necomune și tensiunile dintre terminalele respective și borna comună. Pentru conexiunea *EC* variabilele de interes sînt  $i_B$ ,  $i_C$ ,  $v_{BE}$  și  $v_{CE}$ .

## 4.2. TRANZISTORUL BIPOLAR ÎN REGIM STATIC

În cap. 4.2, problema esențială a studiului o constituie dependența curenților prin tranzistor de valorile staționare ale tensiunilor aplicate la terminale.

Luînd în considerare numai efectele de prim ordin, deducem mai întîi expresiile ideale pentru curenți în regiunea activă directă (normală) de funcționare a TB. Scriem apoi ecuațiile Ebers-Moll, adică relațiile teoretice

dintre curenți și tensiuni valabile pentru oricare din cele patru regiuni de lucru ale TB ideal.

În partea a doua a cap. 4.2 ne ocupăm de examinarea caracteristicilor statice experimentale, prezentarea modelelor liniarizate, introducerea parametrilor limitativi și studierea principalelor efecte ale temperaturii asupra funcționării tranzistorului.

#### 4.2.1. EXPRESII PENTRU CURENȚII PRIN TRANZISTOR

**EXPRESII IDEALE ÎN REGIUNEA ACTIVĂ DIRECTĂ.** Determinarea analitică a curenților prin tranzistor în funcție de tensiunile de polarizare aplicate joncțiunilor este problema fundamentală și totodată dificilă a teoriei TB în regim static. Vom lua în considerare însă aici numai efectele de ordinul întâi din funcționarea TB în regiunea activă directă, fapt ce ne permite să stabilim așa-numitele expresii ideale pentru curenți. Ele sînt de mare utilitate practică pentru elaborarea modelelor de regim static și dinamic, servind totodată la interpretarea comportării reale a tranzistorului, așa cum rezultă ea din caracteristicile statice experimentale.

Considerăm așadar un TB *npn* polarizat în regiunea activă directă (ca în fig. 4.1.2, b): joncțiunea de emitor polarizată direct, cu  $v_{BE} \gg V_T$ , iar joncțiunea de colector polarizată invers ( $v_{BC} < 0$ ), cu  $|v_{BC}| \gg V_T$  ( $V_T \equiv kT/e = 26$  mV la  $T = 300$  K).

Presupunem că nivelul de injecție este mic, ceea ce înseamnă că întotdeauna concentrațiile purtătorilor minoritari sînt mult mai mici decît ale celor majoritari. De asemenea, ne vom referi la modelul TB cu structura idealizată unidimensională prezentată în cap. 4.1.1 (v. fig. 4.1.1), avînd joncțiunile plane, abrupte și regiunile de trecere golate de purtători.

Concentrațiile purtătorilor minoritari în cele trei regiuni neutre ale structurii vor avea distribuțiile din fig. 4.2.1.

Să stabilim expresia curentului de colector  $i_c$ . După cum am arătat în analiza fizică (cap. 4.1.2), curentul  $i_c$  se datorește electronilor care au

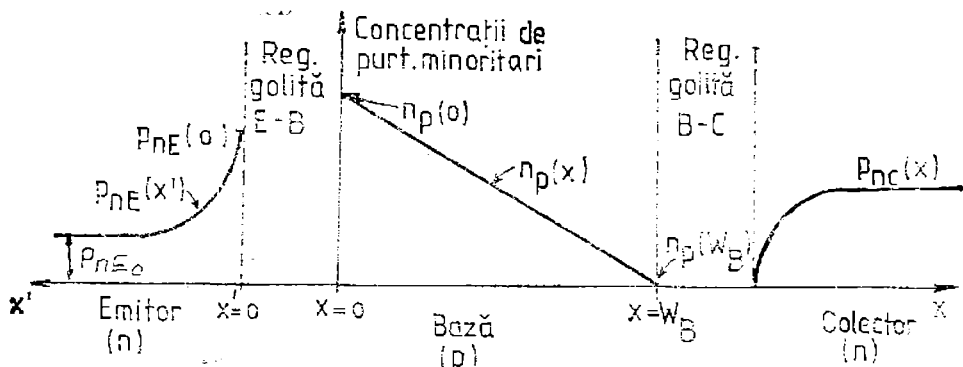


Fig. 4.2.1.

fost injectați în regiunea bazei și se deplasează datorită difuziei pînă în apropierea regiunii golite  $B-C$ , unde sînt preluați de cîmpul intens existent aici. Valoarea densității acestui curent este

$$j_n = eD_n \frac{dn_p(x)}{dx}, \quad (4.2.1)$$

unde  $n_p(x)$  este distribuția concentrației electronilor (minoritari) din bază (v. fig. 4.2.1).

La  $x = 0$ , concentrația  $n_p(0)$  este mai mare decît cea de la echilibru,  $n_{p0}$ , pentru că joncțiunea de emitor este polarizată direct și deci bariera de energie potențială a scăzut cu  $eV_{BE}$ . Conform distribuției Boltzmann avem deci:

$$n_p(0) = n_{p0} \exp \frac{V_{BE}}{V_T}. \quad (4.2.2)$$

La  $x = W_B$ , concentrația electronilor trebuie să scadă foarte mult pentru că, prin polarizarea inversă a joncțiunii de colector, nivelul de energie la care se situează electronii de aici față de cei din colector a crescut mult (cu  $|eV_{BC}|$ ) în raport cu situația de echilibru. (Putem spune și astfel: electronii ajunși în apropierea lui  $x = W_B$  sînt rapid înlăturați de cîmpul electric intens existent în regiunea golită  $B-C$ .) Rezultă atunci

$$n_p(W_B) = n_{p0} \exp \frac{V_{BC}}{V_T} \simeq 0, \quad (4.2.3)$$

pentru că  $V_{BC}$  este negativ și  $|V_{BC}| \gg V_T$ .

Putem arăta acum că scăderea lui  $n_p(x)$  de la  $n_p(0)$  la zero are loc liniar, precum este arătat în fig. 4.2.1. Ecuația de continuitate pentru electronii din bază.

$$-\frac{\partial n_p}{\partial t} = R_n - \frac{1}{e} \nabla \vec{j}_n.$$

se reduce la  $\nabla \vec{j}_n = 0$ , deoarece regimul este staționar (deci  $\partial n_p / \partial t = 0$ ), iar, în primă aproximație, putem neglija numărul electronilor care se recombina în bază ( $W_B$  este mic), ceea ce înseamnă  $R_n \simeq 0$ . Avem însă  $\nabla \vec{j}_n = dj_n/dx = eD_n d^2 n_p / dx^2$  și deci, ecuația de continuitate devine  $d^2 n_p / dx^2 = 0$ , cu soluția  $n_p(x) = C_1 + C_2 x$ . Introducînd condițiile la limită:  $x = 0$ ,  $n_p = n_p(0)$  și  $x = W_B$ ,  $n_p = n_p(W_B) = 0$ , distribuția  $n_p(x)$  devine

$$n_p(x) = \frac{n_p(0)}{W_B} (W_B - x), \quad (4.2.4)$$

ceea ce justifică graficul liniar al lui  $n_p(x)$  din fig. 4.2.1.

Din ec. (4.2.4) obținem panta  $dn_p(x)/dx = -n_p(0)/W_B$ , care, introdusă în (4.2.1), conduce la  $j_n = -eD_n n_p(0)/W_B$ . Obținem acum curentul

$i_C$ , dacă multiplicăm densitatea  $j_n$  cu aria emitorului,  $A$ , și facem schimbarea de semn, deoarece curentul rezultat,  $-eAD_n n_p(0)/W_B$ , circulă către  $-x$  și este tocmai  $i_C$ . Avem deci

$$i_C = \frac{eAD_n}{W_B} n_p(0), \quad (4.2.5)$$

sau, folosind (4.2.2)

$$i_C = \frac{eAD_n n_{p0}}{W_B} \exp \frac{v_{BE}}{V_T} = \frac{eAD_n n_i^2}{N_A W_B} \exp \frac{v_{BE}}{V_T}. \quad (4.2.6)$$

Am folosit relația  $n_{p0} = n_i^2/N_A$ , unde  $N_A$  este concentrația acceptorilor din bază. Punem curentul de colector sub forma

$$i_C = I_S \exp(v_{BE}/V_T), \quad (4.2.7)$$

unde

$$I_S = eAD_n n_i^2 / N_A W_B \quad (4.2.8)$$

este un parametru al tranzistorului, denumit curent de saturație (deși nu are nici o legătură cu funcționarea TB în regiunea de saturație). Parametrul  $I_S$  este de ordinul  $10^{-14}$  A la TB  $n-p-n$  cu siliciu.

Trecem acum la calculul curentului de bază  $i_B$ . Componenta sa principală,  $i_{B1}$ , este determinată, după cum am menționat în cap. 4.1.2, de recombinarea golurilor din bază cu electronii minoritari injectați. Curentul  $i_{B1}$  este, evident, proporțional cu sarcina purtătorilor minoritari din bază,  $q_{nB}$ , pe care o aflăm evaluând suprafața triunghiului de sub distribuția  $n_p(x)$  (fig. 4.2.1):

$$q_{nB} = \frac{1}{2} eAW_B n_p(0). \quad (4.2.9)$$

Rezultă

$$i_{B1} = \frac{q_{nB}}{\tau_{nB}} = \frac{eAW_B}{2\tau_{nB}} n_p(0), \quad (4.2.10)$$

unde  $\tau_{nB}$  este timpul de viață al purtătorilor minoritari (electronilor) în bază. Curentul  $i_{B1}$  este cel produs de golurile majoritare care curg din terminalul bazei în regiunea bazei. Dacă înlocuim și pe  $n_p(0)$  cu expresia (4.2.2), rezultă

$$i_{B1} = \frac{eAW_B \cdot n_{p0}}{2 \cdot \tau_{nB}} \exp \frac{v_{BE}}{V_T} = \frac{eAW_B \cdot n_i^2}{2N_B \tau_{nB}} \exp \frac{v_{BE}}{V_T}. \quad (4.2.11)$$

A doua componentă,  $i_{B2}$ , care este importantă mai ales la TB  $n-p-n$  din circuitele integrate, apare ca rezultat al injecției de goluri din bază



În emitor, fiind deci determinată de gradientul golurilor minoritare  $p_{nE}(x')$  din emitor, evaluat în  $x' = 0$  (v. fig. 4.2.1). Deoarece, conform rel. (1.4.23) [v. cap. 1.4.4), avem

$$p_{nE}(x') = p_{nE0} + [p_{nE}(0) - p_{nE0}] \exp\left(-\frac{x'}{L}\right),$$

rezultă

$$\left. \frac{dp_{nE}(x')}{dx'} \right|_{x'=0} = -\frac{p_{nE}(0) - p_{nE0}}{L_p} \simeq -\frac{p_{nE}(0)}{L_p}, \quad (4.2.12)$$

unde am ținut cont că  $p_{nE0} \ll p_{nE}(0)$ . Avînd  $i_{B2} = -AeD_p dp_{nE}(x')/dx'$ , pentru  $x' = 0$ , folosim rel. (4.2.12) și obținem

$$i_{B2} = \frac{eAD_p}{L_p} p_{nE}(0). \quad (4.2.13)$$

Dar concentrația de goluri în emitor, la marginea regiunii golite este

$$p_{nE}(0) = p_{nE0} \exp \frac{V_{BE}}{V_T} \quad (4.2.14)$$

și  $p_{nE0} \simeq n_i^2/N_D$ , unde  $N_D$  este concentrația donozilor din E.

Din rel. (4.2.13–14) rezultă

$$i_{B2} = \frac{AeD_p n_i^2}{L_p N_D} \exp \frac{V_{BE}}{V_T}. \quad (4.2.15)$$

Curentul de bază (total) este  $i_B = i_{B1} + i_{B2}$ . Introducînd expresiile (4.2.11) și (4.2.15), obținem

$$i_B = \left( \frac{eAW_B n_i^2}{2N_A \tau_{nB}} + \frac{eAD_p n_i^2}{L_p N_D} \right) \exp \frac{V_{BE}}{V_T}. \quad (4.2.16)$$

Din rel. (4.2.6–7) și (4.2.16), observăm că ambii curenți ( $i_C$  și  $i_B$ ) sînt proporționali cu  $\exp(V_{BE}/V_T)$ , ceea ce ne permite să scriem

$$i_B = \frac{i_C}{\beta_0} = \frac{I_S}{\beta_0} \exp \frac{V_{BE}}{V_T}, \quad (4.2.17)$$

în care mărimea supraunitară

$$\beta_0 = \frac{1}{\frac{W_B^2}{2D_n \tau_{nB}} + \frac{D_p}{D_n} \frac{W_B}{L_p} \frac{N_i}{N_D}} \quad (4.2.18)$$

este cel mai important parametru al TB și se numește factor static de amplificare în curent al TB în conexiunea EC. Prin  $\beta_0$ , care este de dorit să fie cît mai mare, se evaluează cantitativ efectul de tranzistor, deci capacitatea TB de a realiza funcția de amplificare și cea de comutare. Din

rel. (4.2.18) observăm că  $\beta_0$  rezultă mare dacă  $W_B$  este mic, iar raportul  $N_D/N_A$  este mare. Dar acestea sînt chiar cele două cerințe constructive care condiționează obținerea efectului de tranzistor (v. cap. 4.1.1).

În baza relațiilor (4.1.1) și (4.2.17) obținem curentul de emitor:

$$i_E = i_C + i_B = i_C + \frac{i_C}{\beta_0} = \frac{i_C}{\alpha_0}, \quad (4.2.19)$$

unde mărimea subunitară

$$\alpha_0 \equiv \frac{\beta_0}{1 + \beta_0} \quad (4.2.20)$$

reprezintă factorul static de amplificare în curent al TB în conexiunea BC.

**REGIUNI DE LUCRU. ECUAȚIILE EBERS-MOLL.** În paragraful precedent am considerat cazul TB polarizat normal, adică joncțiunea de emitor polarizată direct iar cea de colector — invers.

Avînd în vedere că TB posedă două joncțiuni și fiecare poate fi polarizată direct sau invers, rezultă că TB poate funcționa în una din următoarele 4 situații, denumite regimuri (electrice) sau regiuni (în planul caracteristicilor statice) de lucru:

1) **regiunea activă directă (normală)**, considerată deja mai înainte, în care  $JE$  este polarizată direct iar  $JC$  — invers. În această regiune TB lucrează cel mai frecvent.

2) **regiunea activă inversă**:  $JE$  polarizată invers,  $JC$  — direct. Aici  $E$  și  $C$  își inversează rolurile. Acest regim nu este practic folosit, deoarece parametrii atinși de TB sînt inferiori celor corespunzători regiunii normale, fapt rezultat din însăși construcția dispozitivului.

3) **regiunea de blocare (de tăiere)**: ambele joncțiuni — polarizate invers. În acest regim, curentul prin TB este practic nul.

4) **regiunea de saturație**: ambele joncțiuni — polarizate direct. Deoarece atît  $JE$  cit și  $JC$  injectează purtători minoritari în bază, prin TB va trece un curent într-un sens sau celălalt, după cum predomină injecția la  $JE$  sau  $JC$ . Ca urmare, se poate face o distincție între un regim de saturație normal (predomină curentul injectat de  $E$ ) sau invers (predomină curentul injectat de  $C$ ). Tensiunile pe cele două joncțiuni sînt însă mici și nu pot să varieze decît foarte puțin.

Regimul de lucru al TB polarizat normal sau invers se numește activ, deoarece permite obținerea unei amplificări: prin variația curenților, determinată de o mică variație a tensiunii aplicate pe joncțiunea polarizată direct, se poate obține o variație însemnată a tensiunii pe joncțiunea polarizată invers.

Spre deosebire de regimurile active, în regimurile de tăiere sau de saturație, unde joncțiunile sînt polarizate la fel, TB nu poate amplifica. Totuși, aceste regimuri sînt interesante în utilizarea TB ca element de comutație, deoarece aici puterea disipată de tranzistor este mică din cauza valorii reduse a curentului, respectiv a tensiunii.

Plecind de la ecuația JPN ideale,  $i_T = I_0[\exp(v_A/V_T) - 1]$ , se pot stabili, cel puțin principial, expresiile curenților prin TB în funcție de tensiunile pe joncțiuni, cu valabilitate generală, în oricare regiune de lucru.

Astfel, notăm cu  $I_{OC}$  și  $I_{OE}$  curenții de saturație pentru JC și, respectiv, JE iar cu  $\alpha_{OI}$  factorul  $\alpha_0$  pentru TB inversat (cînd E și C își schimbă rolurile). Ne referim la TB *npn* cu convenția de semne din fig. 4.1.4. Curenții  $i_C$  și  $i_E$  pot fi considerați ca rezultînd din însumarea a cîte două componente, corespunzătoare celor două joncțiuni.

Atunci, prin joncțiunea de colector circulă:

a) componenta  $i_{C1} = -I_{OC}[\exp(-v_{CB}/V_T) - 1]$ , corespunzătoare tensiunii  $v_{CB}$  aplicate. Am introdus  $-v_{CB}$  deoarece, conform convenției din fig. 4.1.4,  $v_{CB}$  este pozitiv cînd JC este polarizată invers. De asemenea, am introdus  $-I_{OC}$  pentru că  $i_{C1} > 0$ , potrivit aceiași convenții.

b) componenta  $i_{C2} = \alpha_0 I_{OE}[\exp(v_{BE}/V_T) - 1]$  dată de JE, ca urmare a efectului de tranzistor.

Prin joncțiunea de emitor circulă:

a) componenta  $i_{E1} = I_{OE}[\exp(v_{BE}/V_T) - 1]$ , dată de tensiunea aplicată  $v_{BE}$ ;

b) componenta  $i_{E2} = -\alpha_{OI} I_{OC}[\exp(-v_{CB}/V_T) - 1]$  produsă de JC, prin efect de tranzistor inversat.

Prin suprapunerea componentelor, avem  $i_C = i_{C1} + i_{C2}$  și  $i_E = i_{E1} + i_{E2}$ , adică

$$i_C = -I_{OC}\left(\exp\frac{v_{BC}}{V_T} - 1\right) + \alpha_0 I_{OE}\left(\exp\frac{v_{BE}}{V_T} - 1\right), \quad (4.2.21)$$

$$i_E = I_{OE}\left(\exp\frac{v_{BE}}{V_T} - 1\right) - \alpha_{OI} I_{OC}\left(\exp\frac{v_{BE}}{V_T} - 1\right), \quad (4.2.22)$$

deoarece  $-v_{CB} = v_{BC}$ .

Rel. (4.2.21–22) se numesc ecuațiile Ebers-Moll. Din punct de vedere practic, interesul prezentat de aceste ecuații este limitat datorită atît complexității lor (derivînd mai ales din expresiile concrete ale parametrilor  $\alpha_0$ ,  $\alpha_{OI}$ ,  $I_{OC}$  și  $I_{OE}$ ), cît și faptului că au la bază presupunerile simplificatoare făcute la stabilirea ecuației JPN ideale. Ecuațiile Ebers-Moll prezintă însă importanță teoretică, deoarece servesc la interpretarea caracteristicilor statice experimentale și permit să se prevadă comportarea TB în oricare regiune de lucru.

**EFFECTUL EARLY.** În primul paragraf al cap. 4.2.1, care ne-a condus, printre altele, la rel. (4.2.6–7):  $i_C = (eAD_n n_{p0}/W_B) \exp(v_{BE}/V_T) = I_S \exp(v_{BE}/V_T)$ , s-a considerat că tensiunea de polarizare inversă pe JC nu influențează curentul de colector.

Deși aceasta este o aproximație utilă pentru calcule de primul ordin, în practică apar totuși situații în care influența tensiunii de colector asupra lui  $i_C$  este neneglijabilă.

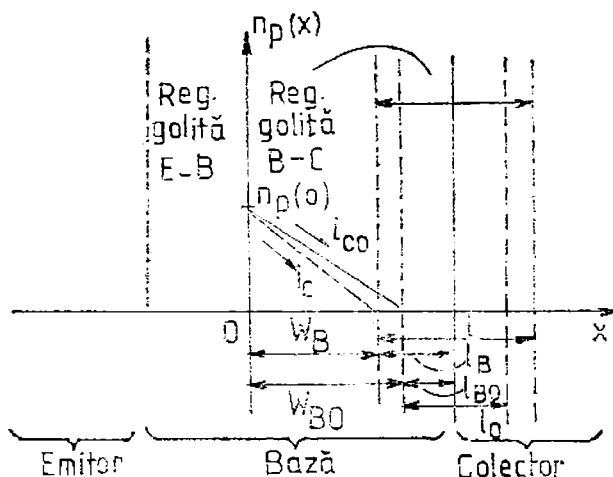


Fig. 4.2.2.

Tensiunea de colector influențează puternic pe  $i_c$  în două regiuni extreme: în regiunea de saturație, când  $v_{CE}$  tinde la zero și în regiunea de străpungere când  $v_{CE}$  este foarte mare, regiuni pe care le vom examina mai târziu, la studiul caracteristicilor experimentale de ieșire.

Însă, pentru valori  $v_{CE}$  cuprinse între cele două extreme,  $i_c$  crește lent o dată cu  $v_{CE}$ . Cauza dependenței  $i_c(v_{CE})$  rezultă din fig. 4.2.2, unde am reluat reprezentarea  $n_p(x)$  din fig. 4.2.1 pentru două tensiuni  $v_{CE}$ .

La valoarea  $v_{CE0}$  considerată referință, lărgimea regiunii golite  $B-C$  este  $l_0$ , iar pătrunderea ei în  $B$  este  $l_{B0}$ . Acestea îi corespund grosimea efectivă a bazei  $W_{B0}$  și un anumit gradient al lui  $n_p(x)$ , care determină curentul  $i_{c0}$ .

La o tensiune  $v_{CE} > v_{CE0}$ , lărgimea regiunii golite  $BC$  se mărește.  $l > l_0$ , și corespunzător avem  $l_B > l_{B0}$  iar  $W_B < W_{B0}$  (v. fig. 4.2.2.). Ca urmare, crește gradientul lui  $n_p(x)$  (în modul) și totodată curentul  $i_c$ .

Putem exprima și analitic dependența  $i_c(v_{CE})$ , dacă asociem joncțiunii de colector modelul abrupt (v. cap. 2.2.3).

Luînd  $v_{CE0} = 0$ , avem  $l_{B0} = CV_{OC}^{1/2}$  și  $l_B = C(V_{OC} - v_{BC})^{1/2}$ , unde constanta  $C$  depinde de concentrațiile de dotare în  $B$  și  $C$ , iar  $V_{OC}$  este diferența internă de potențial a  $BC$ . Conform convenției din fig. 4.1.4. avem  $v_{CE} = v_{CB} + v_{BE}$  și deci,  $v_{BC} \equiv -v_{CB} = v_{BE} - v_{CE}$ . Rezultă  $l_B = (l_{B0}/V_{OC}^{1/2})(V_{OC} - v_{BE} + v_{CE})^{1/2}$ . Deoarece  $V_{OC}$  și  $v_{BE}$  sînt de același ordin de mărime, pentru valori uzuale  $v_{CE}$  avem  $v_{CE} \gg |V_{OC} - v_{BE}|$ , și deci

$$l_B = l_{B0} \left( \frac{v_{CE}}{V_{OC}} \right)^{1/2}. \quad (4.2.23)$$

Din fig. 4.2.2. rezultă  $W_B + I_B = W_{BO} + I_{BO}$  sau  $W_B = W_{BO} + I_{BO} - I_B$ . Înlocuind aici expresia (4.2.23), obținem

$$W_B = W_{BO} + I_{BO}[1 - (v_{CE}/V_{OC})^{1/2}]$$

sau

$$W_B = W_{BO}[1 + (I_{BO}/W_{BO})(1 - \sqrt{v_{CE}/V_{OC}})]. \quad (4.2.24)$$

Pentru  $v_{CE} = v_{CEO}$ , rel. (4.2.6-7) se scriu:

$$i_{CO} = \frac{eAD_n p_0}{W_{BO}} \exp \frac{v_{BE}}{V_T} = I_S \exp \frac{v_{BE}}{V_T}, \quad (4.2.25)$$

iar pentru  $v_{CE}$  curent, din regiunea activă normală

$$i_C = \frac{eAD_n p_0}{W_B} \exp \frac{v_{BE}}{V_T} = \frac{I_S}{1 + (I_{BO}/W_{BO})(1 - \sqrt{v_{CE}/V_{OC}})} \cdot \exp \frac{v_{BE}}{V_T}. \quad (4.2.26)$$

Dependența  $W_B(v_{CE})$  dată de relația (4.2.24) reflectă mecanismul de modulație a grosimii efective a bazei de către tensiunea de colector. Variația curentului  $i_C$  în funcție de  $v_{CE}$ , datorită acestui mecanism, reprezintă efectul Early.

Adesea, influența efectului Early asupra caracteristicilor TB se prezintă printr-o relație empirică, mai simplă decât dependența (4.2.26), și anume:

$$i_C = I_S \left( 1 + \frac{v_{CE}}{V_A} \right) \exp \frac{v_{BE}}{V_T}, \quad (4.2.27)$$

unde constanta  $V_A$ , denumită tensiune Early, are valori tipice de ordinul zecilor de V. Rel. (4.2.27) evidențiază o pantă constantă a caracteristicii  $i_C(v_{CE})$  la  $v_{BE}$  fixat, în acord cu alura curbelor experimentale în planul  $v_{CE} - i_C$ .

Relativ la  $i_B$ , de menționat că acesta scade puțin cu  $v_{CE}$  prin componenta  $i_{B1}$  (v. rel. 4.2.11) care este proporțională cu  $W_B$ .

Ca urmare, valoarea efectivă a factorului  $\beta_0$ , dată de raportul  $i_C/i_B$ , crește cu  $v_{CE}$  datorită efectului Early.

## 4.2.2. CARACTERISTICI STATICE EXPERIMENTALE. MODELE DE SEMNAL MARE LINIARIZATE

Caracteristicile statice experimentale ale TB reprezintă dependențele grafice dintre curenții prin tranzistor și tensiunile aplicate la terminale, obținute prin măsurători.

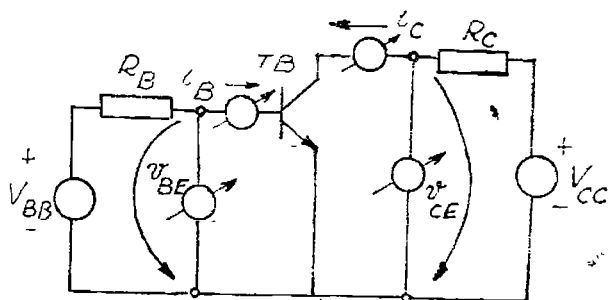


Fig. 4.2.3.

Ele sînt importante pentru c  se utilizează direct în aplica ii, la stabilirea sau calculul grafo-analitic al regimului electric al *TB*. Dispozitivul fiind nelinier, o abordare pur analitică a acestei probleme, plec nd de la modele teoretice ca cele examinate anterior, este în general laborioasă  i nenecesară.

Pe de altă parte, caracteristicile experimentale ale *TB*, date în catalog sau ridicate în laborator, se pretează la liniarizări pe por iuni, ob in ndu-se modele grafice, electrice sau analitice simple, suficient de precise pentru aplica ii  i deci deosebit de utile în practică. Ridicarea în laborator a caracteristicilor dorite, în cazul că ele lipsesc din catalog, comportă măsurători  i aparate comune.

Schema de principiu a montajului necesar ridicării caracteristicilor statice ale *TB*  n conexiune *EC* este cel din fig. 4.2.3. El comportă două surse de tensiune continuă reglabilă ( $V_{BB}$   i  $V_{CC}$ )  i instrumente pentru măsurarea tensiunilor aplicate,  $v_{BE}$   i  $v_{CE}$ , precum  i a curenților  $i_B$   i  $i_C$ . Rezisten ele  $R_B$   i  $R_C$  servesc la protecție, ele limit nd curenții  $i_B$   i respectiv  $i_C$ .

Caracteristicile statice se reprezintă grafic în familii de curbe,  ntruc t intervin trei variabile electrice (tensiuni  i curenți): două variabile sînt corelate de o curbă, iar cea de a treia este parametru în familia respectivă.

Subliniem că regimul electric al *TB* este definit complet dacă figur m punctul de funcționare în planul a două familii de caracteristici statice distincte (care diferă cel puțin printr-o variabilă). Aceasta pentru că regimul *TB* este cunoscut prin valorile celor 6 variabile (3 tensiuni  i 3 curenți): 3 variabile sînt precizate în planul primei familii de caracteristici, încă una în planul celei de a doua familii, iar ultimele două rezultă din relațiile fundamentale (4.1.1)  i (4.1.5). De exemplu, în planul  $v_{BE} - i_B$  cu  $v_{CE} =$  parametru, figur m  $M_1 (V_{BE}, I_B, V_{CE})$ , în planul  $v_{CE} - i_C$  cu  $i_B =$  parametru figur m  $M_2 (V_{CE}, I_C, I_B)$ ; sînt, deci, precizate valorile  $V_{BE}$ ,  $I_B$ ,  $V_{CE}$   i  $I_C$ . Apoi, din rel. (4.1.1) rezultă  $I_E = I_C + I_B$   i, în sf r it, din (4.1.5) obținem  $V_{CB} = V_{CE} - V_{BE}$ .

Există o diversitate de familii de caracteristici statice, specifice tipului de conexiune (*EC*, *BC*, *CC*)  i rolului jucat de variabilele electrice în grafic (variabilă independentă, dependentă sau parametru).

Ne vom referi la principalele caracteristici ale TB *npn* de mică putere, în special la cele aferente conexiunii *EC*.

**CARACTERISTICI DE INTRARE.** Acestea corelează două mărimi de intrare, parametru fiind o variabilă de ieșire:  $i_B = i_B(v_{BE})$ ,  $v_{CE} = \text{parametru}$ .

În fig. 4.2.4 sînt reprezentate caracteristicile de intrare tipice pentru TB cu Si, luînd pe axa scări potrivite pentru cuprinderea valorilor de lucru uzuale ale TB.

Examinînd caracteristicile, observăm că, dacă plecăm de la

$v_{BE} = 0$  și mărim această tensiune, curentul  $i_B$  este practic nul pînă la o anumită valoare  $v_{BE} = V_{BED}$  — numită tensiune de deschidere. În jurul lui  $V_{BED}$  există un domeniu foarte îngust în care  $i_B$  crește exponențial cu  $v_{BE}$ , dnpă care dependența  $i_B(v_{BE})$  poate fi considerată practic liniară, cu o contrapantă (v. fig. 4.2.4):

$$\operatorname{tg} \gamma_r \triangleq r_{on} = h_{11E}. \quad (4.2.28)$$

Mărima  $r_{on}$  definită prin rel. (4.2.28) se numește rezistență medie (statică) de intrare a TB în conexiunea *EC*; notații echivalente:  $h_{11E}$  și  $h_{iE}$ . (În legătură cu aceste notații, v. „Parametrii  $h$  în conexiune *EC*” din cap. 4.3.4; indicele literă mare simbolizează un parametru static sau de de semnal mare.)

De remarcat că graficele experimentale  $i_B(v_{BE})$  — trasate punctat în fig. 4.2.4 — se suprapun practic în regiunea activă normală, adică pentru  $v_{CE} \geq 0,1$  V, influența tensiunii de colector (prin efect Early) asupra lui  $i_B$  fiind neglijabilă.

Atunci, pentru semnale mari, putem adopta o caracteristică de intrare liniarizată formată din două segmente: abscisa, pentru  $v_{BE} < V_{BED}$  și dreapta de contrapantă  $\operatorname{tg} \gamma_r$ , pentru  $v_{BE} \geq V_{BED}$  — trasate cu linie continuă în fig. 4.2.4.

Modelul electric corespunzător pentru circuitul de intrare (v. fig. 4.2.6) constă dintr-o diodă ideală (*DI*) în serie cu o sursă de tensiune  $V_{BED}$  și o rezistență  $r_{on}$ , iar modelul analitic se scrie:

$$i_B = \begin{cases} 0 & \text{pentru } v_{BE} < V_{BED}, \\ \frac{1}{r_{on}} (v_{BE} - V_{BED}) & \text{pentru } v_{BE} \geq V_{BED}. \end{cases} \quad (4.2.29)$$

Modelul de semnal mare este caracterizat deci, prin doi parametri statici ai: TB  $V_{BED}$  și  $r_{on}$ .

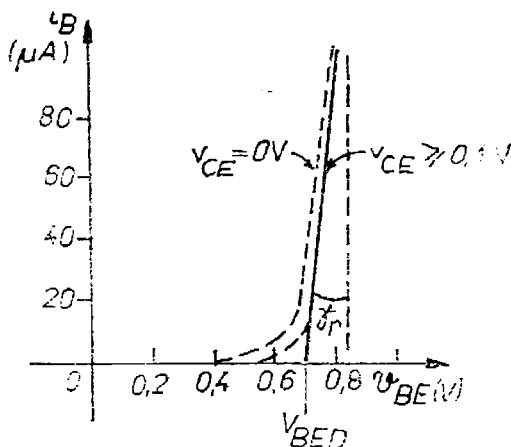


Fig. 4.2.4.

Tensiunea  $V_{BED}$  depinde esențial de semiconductorul de bază: la TB cu Si  $V_{BED} \in (0,6; 0,7 \text{ V})$  iar la TB cu Ge  $V_{BED} \in (0,2; 0,3 \text{ V})$ , întocmai ca la diodele cu JPN.

Cînd dispunem de caracteristica experimentală de intrare și dorim să elaborăm modelul de semnal mare, vom extrapola către curenți mici regiunea liniară superioară. Înclinarea dreptei respective ne furnizează  $r_{on}$  iar abscisa la origine pe  $V_{BED}$ . În lipsa caracteristicii experimentale și a parametrilor statici de catalog, vom lucra cu  $V_{BED}$  din intervalul practic mai sus arătat. Pe  $r_{on}$  îl determinăm, în baza definiției (4.2.28), ca inversul derivatei  $di_B/dv_{BE}$  (v. rel. 4.2.17) luată pentru un curent de bază mediu  $I_{BO}$  din intervalul de curenți pentru care facem modelarea. Adică, avînd  $i_B = (I_S/\beta_0) \exp(v_{BE}/V_T)$ , rezultă  $\partial i_B/\partial v_{BE} = (I_S/V_T\beta_0) \exp(v_{BE}/V_T) = i_B/V_T$ , și deci

$$r_{on} = \left( 1 \left| \frac{\partial i_B}{\partial v_{BE}} \right| I_{BO} \right)^{-1} = \frac{V_T}{I_{BO}}, \quad (4.2.30)$$

unde  $V_T = 26 \text{ mV}$  pentru  $T = 300 \text{ K}$ . Valorile tipice ale lui  $r_{on}$  sînt de ordinul unităților sau zecilor de  $\text{K}\Omega$ .

**CHARACTERISTICI DE TRANSFER.** Prin caracteristicile de transfer se corelează o mărime de ieșire cu una de intrare, parametru putînd fi, în principiu, oricare altă variabilă electrică.

În fig. 4.2.5 este reprezentată dependența  $i_C = i_C(i_B)$ ,  $v_{CE} = \text{parametru}$ , care, în funcționarea normală a TB ( $v_{CE} \geq 1 \text{ V}$ ), se reduce la o singură curbă.

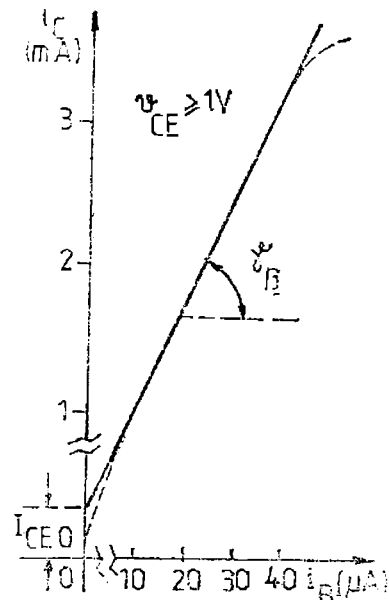


Fig. 4.2.5.

În regiunea valorilor medii ale curenților (curba trasată cu linie plină), dependența experimentală  $i_C = i_C(i_B)$  este cvasiliniară, verificîndu-se astfel, atît pentru  $i_C$  cît și pentru  $i_B$ , legea ideală de variație  $\exp(v_{BE}/V_T)$ , conform rel. (4.2.7) și (4.2.17).

Aceasta înseamnă că, în regiunea curenților moderați, factorul  $\beta_0$ , dat de raportul  $i_C/i_B$ , poate fi considerat constant.

La curenți mari (v. regiunea superioară a caracteristicii, trasată punctat),  $i_C$  scade sub valoarea dată de legea ideală (4.2.7), în timp ce  $i_B$  verifică încă legea respectivă (rel. 4.2.17). Comportarea lui  $i_C$  se datorează în principal efectelor de nivel mare de injecție.

La curenți mici, dimpotrivă,  $i_B$  se abate, în sens crescător, de la legea ideală exponențială, datorită unei componente suplimentare a sa, determinată de recombinarea purtătorilor în regiunea golită B-E și care devine dominantă la valori



mici ale curentului (v. segmentul inferior al caracteristicii, trasat punctat).

Prin urmare, factorul  $\beta_0$  va scădea atât la curenți mari cât și la curenți mici față de valoarea sa de la curenți moderați.

Dacă extrapolăm regiunea liniară a caracteristicii, avînd înclinarea dată de factorul de amplificarea de la curenți moderați (v. fig. 4.2.5),

$$\operatorname{tg} \gamma_\beta \hat{=} \beta_0 \hat{=} h_{21E}, \quad (4.2.31)$$

obținem modelul liniarizat de semnal mare (sau de c. c.) al caracteristicii de transfer  $i_C = i_C(i_B)$ , reprezentat grafic prin dreapta din fig. 4.2.5.

Ordonata la origine  $I_{CEO}$  se numește curent rezidual colector-emitor cu baza în gol (fiindcă se evaluează la  $i_B = 0$ , deci cînd circuitul de bază este întrerupt).

S-au introdus în acest fel alți doi parametri statici de model (de semnal mare sau de c. c.) ai TB în conexiune EC (care se adaugă la  $r_{on}$  și  $V_{BED}$ ) și anume: factorul static de amplificarea în curent  $\beta_0 \hat{=} h_{21E} \hat{=} h_{FE} \hat{=} \beta_F$  cu valori tipice în intervalul 50–1000 și  $I_{CEO}$  cu valori în limitele 1–100 nA pentru TB cu Si și în limitele 0,1–10  $\mu$ A pentru TB cu Ge. (În fig. 4.2.5., la curenți mici, scările sînt dilatate proporțional pentru a permite figurarea lui  $I_{CEO}$ .)

Expresia analitică aferentă modelului grafic din fig. 4.2.5. este

$$i_C = \beta_0 i_B + I_{CEO}, \quad i_B \geq 0 \quad (4.2.32)$$

sau, în regim uzual, cînd  $\beta_0 i_B \gg I_{CEO}$ ,

$$i_C \approx \beta_0 i_B. \quad (4.2.33)$$

Modelul electric al circuitului de ieșire (v. fig. 4.2.6), în acord cu expresia (4.2.33), se reduce la o sursă de curent  $\beta_0 i_B$ , în care  $i_B$  este comandat de  $v_{BE}$  aplicat la intrare.

Un alt model liniarizat util în aplicații este cel redat în fig. 4.2.7 și aproximează caracteristicile de transfer  $i_C = i_C(v_{BE})$ , pentru  $v_{CE} =$  parametru; ele se reduc practic tot la o curbă în funcționarea normală a TB. Modelul rezultă direct din combinarea figurilor 4.2.4 și 4.2.5.

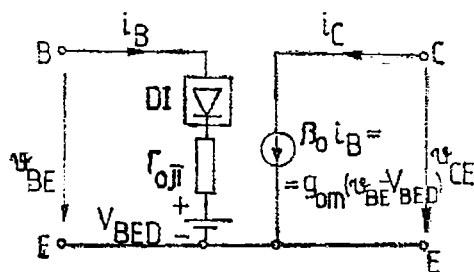


Fig. 4.2.6.

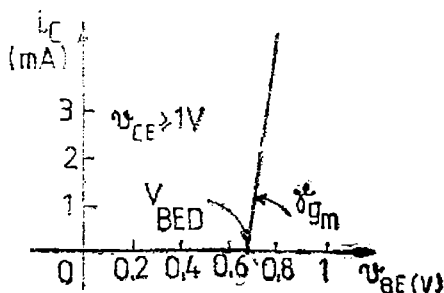


Fig. 4.2.7.

Parametrii statici care intervin aici sînt  $V_{BED}$  și panta medie (sau statică)  $g_{om}$  dată de înclinare  $\text{tg } \gamma_e$ . Analitic, avem

$$i_C = \begin{cases} 0 & \text{pentru } v_{BE} < V_{BED}, \\ g_{om}(v_{BE} - V_{BED}) & \text{pentru } v_{BE} \geq V_{BED}. \end{cases} \quad (4.2.34)$$

Comparînd rel. (4.2.29) și (4.2.33–34), obținem

$$g_{om} = \beta_0 / r_{\pi\pi}, \quad (4.2.35)$$

ceea ce arată că panta  $g_{om}$  este de ordinul zecilor sau al sutelor de  $\text{mA/V}$ .

Pentru conexiunea  $BC$ , caracteristicile de transfer  $i_C = i_C(i_E)$ , la  $v_{CB} = \text{parametru}$ , se modelează printr-un grafic ca și cel din fig. 4.2.5, avînd însă în abscisă  $i_E$  iar ca parametri mărimile:  $\alpha_0$ , reprezentînd factorul static de amplificare în curent în conexiune  $BC$  (cu valori tipice între 0,98 și 0,999) și  $I_{CBO}$  — curentul rezidual colector-bază cu emitorul în gol, ale cărui valori sînt de aproximativ  $\beta_0$  ori mai mici decît  $I_{CEO}$ . Rezultă atunci dependența analitică:

$$i_C = \alpha_0 i_E + I_{CBO} \simeq \alpha_0 i_E, \quad i_E \geq 0. \quad (4.2.36)$$

Din rel. (4.2.32), (4.2.36) și egalitatea  $i_E = i_C + i_E$ , rezultă formulele

$$\alpha_0 = \frac{\beta_0}{1 + \beta_0}, \quad \beta_0 = \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0} \quad (4.2.37)$$

și

$$I_{CBO} = \frac{I_{CEO}}{1 + \beta_0} \simeq \frac{I_{CEO}}{\beta_0}, \quad (4.2.38)$$

care ne permit să efectuăm trecerea de la parametri  $\beta_0$  și  $I_{CEO}$  aferenți conexiunii  $EC$  la parametri omologi ai conexiunii  $BC$ ,  $\alpha_0$  și  $I_{CBO}$  sau viceversa.

La rel. (4.2.38), care dovedește că  $I_{CEO}$  este de  $\beta_0$  ori mai mare ca  $I_{CBO}$ , se ajunge și în mod direct, pe considerente fizice.

În fond,  $I_{CBO}$  este curentul invers al  $J_C$  (v. fig. 4.2.8) determinat de purtătorii minoritari trecuți din  $C$  în  $B$  (cum este golul 1), respectiv din  $B$  în  $C$  (electronul 2).

Pentru a obține pe  $I_{CBO}$  (v. fig. 4.2.9), aplicăm  $V_{CE} > 0$  și lăsăm

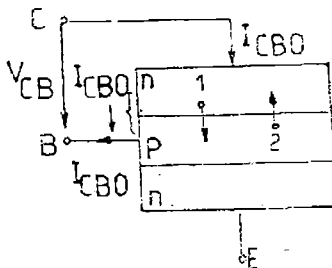


Fig. 4.2.8.

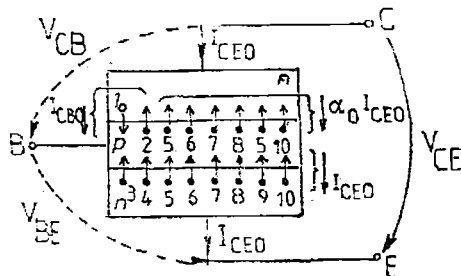


Fig. 4.2.9.

$B$  în gol. Baza va căpăta un potențial pozitiv față de emitor, adică avem  $V_{BE} > 0$ . Atunci, la  $JE$  se produce o injecție, constând, în principal, din trecerea electronilor din  $E$  în  $B$  (v. electronii  $3 \div 10$ ); curentul corespunzător, care traversează  $JE$ , este  $I_{CE0}$ . Dar să vedem ce curent traversează  $JC$ . Vom avea două componente. Prima este  $I_{CBO}$ , determinată de purtătorii de tipul 1 și 2, ca și în fig. 4.2.8. A doua componentă se datorește efectului de tranzistor, în sensul că fracțiunea  $\alpha_0 I_{CE0}$  (v. electronii  $5 \div 10$  din fig. 4.2.9) a curentului de emitor  $I_{CE0}$  va traversa  $JC$ . (Deci, curentul prin  $JC$  este  $I_{CBO} + \alpha_0 I_{CE0}$ ).

Dar, potrivit teoremei continuității, prin cele două joncțiuni curentul trebuie să fie același, deoarece baza este în gol.

Rezultă

$$I_{CE0} = I_{CBO} + \alpha_0 I_{CE0} \quad (4.2.39)$$

sau

$$I_{CE0} = \frac{I_{CBO}}{1 - \alpha_0} \quad (4.2.40)$$

Dacă introducem pe  $\alpha_0$  dat de rel. (4.2.37) în (4.2.40), regăsim expresia (4.2.38).

**CARACTERISTICI DE IEȘIRE. PARAMETRI LIMITATIVI.** Caracteristicile de ieșire corelează două mărimi de ieșire, parametru fiind o variabilă de intrare. În fig. 4.2.10 este reprezentată familia caracteristicilor experimentale de ieșire  $i_C = i_C(v_{CE})$  cu  $i_B$  = parametru, valorile fiind tipice pentru un TB  $n-p-n$  de mică putere. S-a figurat și un punct de funcționare static  $M_0$  în porțiunea mijlocie a regiunii active directe. Ca și în cazul JPN, prin punct static de funcționare înțelegem punctul din planul

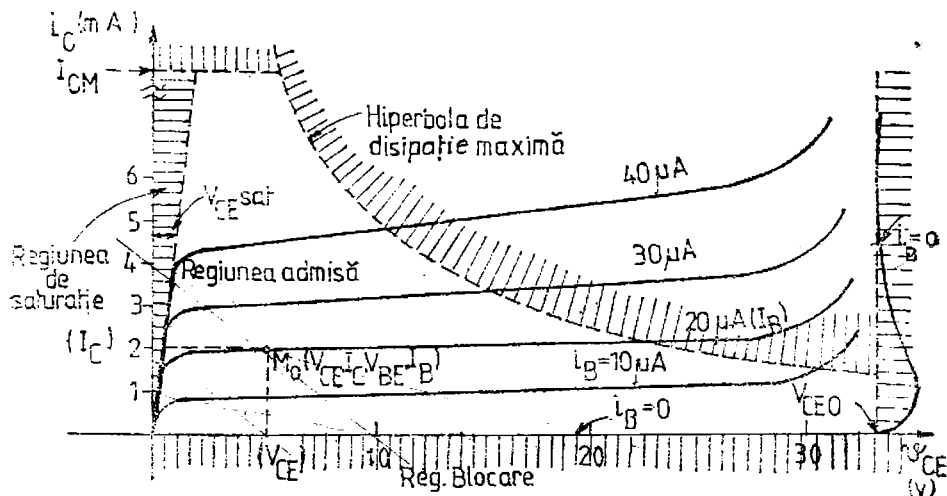


Fig. 4.2.10.

unei familii de caracteristici ale cărui coordonate sînt valorile staționare (de repaus) ale mărimilor electrice asociate terminalelor. La TB, punctul static  $M_0$  este definit complet prin două tensiuni și doi curenți; deci, în cazul conexiunii EC, prin  $V_{CE}$ ,  $V_{BE}$ ,  $I_C$  și  $I_B$ . Plasarea punctului static  $M_0$  în regiunea activă directă, ca în fig. 4.2.10, este tipică pentru funcționarea TB în circuite analogice, de exemplu în amplificatoare.

Observăm că, în regiunea activă directă, caracteristicile experimentale sînt în concordanță cu prevederile teoretice din cap. 4.2.1, adică: a)  $i_C$  este neglijabil pentru  $i_B = 0$  (mai precis  $i_C$  se reduce la curentul rezidual  $I_{CEO}$ ); b) pentru  $v_{CE} = \text{const.}$ ,  $i_C$  crește cvasiproporțional cu  $i_B$ ; c) la  $i_B = \text{constant}$ ,  $i_C$  crește ușor cu  $v_{CE}$  datorită efectului Early.

Funcționarea TB în regiunea de saturație (v. fig. 4.2.10) este întâlnită frecvent în circuitele digitale, deoarece în această regiune se asigură o tensiune de ieșire bine specificată, care reprezintă o stare logică. În circuitele analogice însă, se evită uzual regiunea de saturație deoarece factorul de amplificare al TB este foarte mic.

În regiunea de saturație ambele joncțiuni sînt polarizate direct, din care cauză tensiunea  $V_{CE}$  este mică, valorile tipice fiind între 0,05 V și 0,3 V. Într-adevăr, dacă presupunem că  $V_{BE}$  este de +0,6 V (care

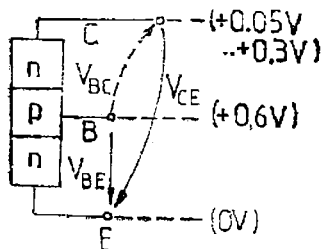


Fig. 4.2.11.

este valoarea tipică a tensiunii de deschidere pentru TB cu Si), ca în fig. 4.2.11, pentru ca JC să fie polarizată direct, trebuie ca potențialul lui C să fie sub +0,6 V. Deci, în general,  $V_{BC} > 0$  (JC polarizată direct) dacă  $V_{CE} < V_{BE}$ .

Să justificăm acum forma caracteristicilor în regiunea de saturație. Presupunind că inițial punctul de funcționare este în poziția  $M_0$  din fig. 4.2.10, începem să scădem  $v_{CE}$  (păstrînd  $V_{BE}$ , deci și  $I_B$ , constante). Cînd  $v_{CE}$  scade sub  $V_{BE}$ , JC se polarizează direct ( $v_{BC} > 0$ ). Atunci se injectează electroni nu numai din E în B ci și din C în B, acționînd în sensul uniformizării concentrației electronilor minoritari din B. Altfel spus,  $n_p(W_B)$  din rel. 4.2.3 și fig. 4.2.1, adică

$$n_p(W_B) = n_{p0} \exp \frac{v_{BC}}{V_T}$$

nu mai este neglijabil, deoarece, de data aceasta,  $v_{BC} > 0$ . Ca urmare, se micșorează înclinarea drepte  $n_p(x)$  (care ne dă valoarea gradientului concentrației de electroni minoritari în B), ceea ce duce la scăderea curentului  $i_C$ , deci la pătrunderea în regiunea de saturație (v. fig. 4.2.10). Dacă punctul  $M_0$  se află pe o altă caracteristică cu un  $i_B$  mai mare ( $i_B > I_B$ ), deci și cu un  $v_{BE} > V_{BE}$ , intrarea în saturație se produce la un  $v_{CE}$  majorat, fiindcă trecerea prin starea de polarizare nulă a JC se produce totdeauna la  $v_{CE} = v_{BE}$ .

Tensiunea  $v_{CE}$  la care începe scăderea lui  $i_C$  reprezintă tensiunea colector-emitor de saturație  $V_{CEsat}$  și ea este, evident, dependentă de  $v_{BE}$

(sau de  $i_B$ ). Precum am arătat mai sus (v. și fig. 4.2.11), în practică  $v_{CEsat} \approx (0,05; 0,3 \text{ V})$ .

Deoarece în regiunea de saturație, la același  $i_B$ , curentul  $i_C$  scade, factorul  $\beta_0$  (denumit în această regiune și  $\beta_0$  forțat) se va micșora. Valoarea tot mai mică a lui  $\beta_0$  este o măsură a stării tot mai puternic saturate a TB.

Dacă trecem acum la extremitatea opusă a caracteristicilor  $i_C(v_{CE})$ , adică la tensiuni  $v_{CE}$  mari, se produce în situația limită străpungerea în avalanșă a JC. Parametrul limitativ corespunzător este  $V_{CEO}$ , numit tensiune de străpungere colector-emitor cu baza în gol (la  $i_B = 0$ ); valorile tipice sînt de ordinul zecilor de V.

În apropierea străpungerii JC, curentul  $i_C$  crește rapid cu tensiunea  $v_{CB}$  de pe această joncțiune, dependența fiind similară celei de la JPN (v. cap. 2.3.3). Adică, în apropierea tensiunii de străpungere colector-bază,  $V_{CBO}$ , curentul de colector este de  $M$  ori mai mare decît cel obișnuit:

$$i_C = M \alpha_0 i_E, \quad (4.2.41)$$

unde factorul de multiplicare  $M$  este dat acum de relația:

$$M = \frac{1}{1 - (v_{CB}/V_{CBO})^n} \approx \frac{1}{1 - (v_{CE}/V_{CBO})^n}. \quad (4.2.42)$$

Față de  $i_B$ , curentul  $i_C$  este amplificat datorită efectului de tranzistor. Introducînd  $i_E = i_C + i_B$  în rel. (4.2.41), rezultă

$$i_C = \frac{M \alpha_0}{1 - M \alpha_0} i_B, \quad (4.2.43)$$

de unde observăm că  $i_C$  tinde la infinit cînd

$$M \alpha_0 = 1. \quad (4.2.44)$$

Deci, din (4.2.44) rezultă că pe caracteristicile din fig. 4.2.10, care se referă la conexiunea EC, curentul  $i_C$  crește nedefinit nu cînd  $M \rightarrow \infty$ , ci cînd  $M = 1/\alpha_0$ . Atunci, din rel. (4.2.42), scrisă pentru  $v_{CE} = V_{CEO}$ , și condiția (4.2.44) rezultă

$$V_{CEO} = V_{CBO} \sqrt[n]{1 - \alpha_0} \approx V_{CBO} / \sqrt[n]{\beta_0}. \quad (4.2.45)$$

Din relația (4.2.45) rezultă  $V_{CEO} < V_{CBO}$ , fapt confirmat de experiență. Tipic,  $V_{CEO}$  este de 2—3 ori mai mic decît  $V_{CBO}$ . De menționat că funcționarea TB în apropierea tensiunii de străpungere este distructivă (ca și la diode) numai dacă puterea disipată (respectiv curentul  $i_C$ ) atinge valori excesive.

Regiunea de funcționare corectă a TB este limitată superior, în primul rînd de hiperbola de disipație maximă (v. fig. 4.2.10 precum și cap. 3.2). Parametrul limitativ de catalog corespunzător este puterea maximă disipată  $P_{DM}$  (sau  $P_{tot}$ ), prin nedeapășirea căruia se evită deteriorarea TB ca efect al supraîncălzirii. Mai precis, dacă TB funcționează în regim staționar, el absoarbe din surse puterea  $v_{CE} i_C + v_{BE} i_B$ , numită putere disipată  $P_D$ ; este numită astfel, deoarece la echilibru termic TB trebuie s-o disipe inte-

grai sub formă de căldură. Această putere revine de fapt joncțiunii de colector (mai exact regiunii golite a acesteia, pe care apare practic întreaga tensiune  $v_{CE}$ ), întrucît, uzual,  $v_{BE} \ll v_{CE}$ . Unei puteri  $P_D$  îi corespunde o temperatură de echilibru  $T_j$  a joncțiunii de colector. Puterea corespunzătoare temperaturii maxime  $T_{jmax}$  suportate de joncțiune, fără a se deteriora structura cristalină, reprezintă puterea maximă disipată  $P_{DM}$ , indicată în catalog. Graficul de ecuație

$$v_{CE} i_C = P_{DM} = \text{const.}, \quad (4.2.46)$$

trasat în planul  $v_{CE} - i_C$  al caracteristicilor de ieșire, reprezintă hiperbola de disipație maximă (v. fig. 4.2.10).

Valoarea parametrului  $P_{DM}$  reflectă atît proprietățile materialului semiconductor (prin  $T_{jmax} \approx 80^\circ$  la Ge și  $150^\circ\text{C}$  la Si), cît și condițiile de evacuare a căldurii concretizate prin temperatura  $T_{amb}$  a mediului ambiant ( $25^\circ\text{C}$  — valoare uzuală de catalog) și rezistența termică joncțiune — mediu ambiant  $R_{thj-a}$  (v. cap. 3.1.1):

$$P_{DM} = \frac{T_{jmax} - T_{amb}}{R_{thj-a}}. \quad (4.2.47)$$

În catalog se indică adesea  $R_{thj-a}$  (valorile tipice pentru TB de mică putere fiind între 100 și  $500^\circ\text{C/W}$ ) sau dependența  $P_{DM}(T_{amb})$  care, împreună cu (4.2.47), permite aflarea lui  $R_{thj-a}$ . La TB de putere, unele cataloage indică separat rezistența termică joncțiune — corp metalic (suportul cristalului sau ambaza și capsula)  $R_{thj-c}$  (valori tipice: unități  $^\circ\text{C/W}$ ) și rezistența termică corp metalic — mediu ambiant  $R_{thc-a}$  (zeci de  $^\circ\text{C/W}$ ), care se însușește în formula (4.2.47). Pentru micșorarea lui  $R_{thc-a}$  (deci mărirea lui  $P_{DM}$ ), tranzistorului i se atașează un radiator termic din aluminiu sau cupru. Dacă radiatorul are o suprafață destul de mare încît să se poată considera  $R_{thc-a} \approx 0$ , el se numește radiator infinit; puterea disipată maximă în acest caz,  $P_{D\infty} = (T_{jmax} - T_{amb})/R_{thj-c}$ , poate fi o indicație de catalog.

Puterea disipată maximă constituie unul din parametrii de clasificare a tranzistoarelor. La IPRS Băneasa se fabrică TB atît cu Si, cît și cu Ge de mică putere (0,13—0,8 W), de medie putere (Si: 6,5 W; Ge: 6 W) și de putere (Si: 25—117 W; Ge: 30—45 W).

Tot în partea superioară, regiunea de funcționare corectă este limitată în planul  $v_{CE} - i_C$  de dreapta orizontală  $i_C = I_{CM}$  (v. fig. 4.2.10), unde  $I_{CM}$  este un nou parametru limitativ de catalog, numit curent de colector maxim. Noua limitare este impusă în primul rînd de evitarea distrugerii TB prin supraîncălziri locale în volumul dispozitivului, cauzate de neomogenități de structură, care nu asigură o densitate de curent uniformă. În al doilea rînd, limitarea de curent este impusă adesea de faptul că factorul  $\beta_0$  scade inadmisibil la  $i_C > I_{CM}$ .

În sfîrșit, este evident că, pentru evitarea distorsionării semnalelor cînd TB funcționează ca amplificator liniar, regiunea de lucru este limitată inferior de caracteristica  $i_B = 0$ , care o separă de regiunea de blocare (v. fig. 4.2.10).

Limitările justificate mai sus sînt evidențiate în fig. 4.2.10 prin hașurarea domeniilor interzise punctului de funcționare al TB. De fapt, sînt trei limitări impuse de protecția TB ( $i_C < I_{CM}$ ,  $P_D < P_{DM}$  și  $v_{CE} < V_{CEO}$ ) și două de ordin calitativ, specifice funcționării TB în circuitele analogice ( $v_{CE} > V_{CEsat}$  și  $i_B > 0$ ). Domeniul interior, nehașurat, al regiunii active directe, reprezintă regiunea admisă (permisă) plasării punctului de funcționare.

### 4.2.3. EFECTELE TEMPERATURII

După cum știm, cu creșterea temperaturii se mărește concentrația purtătorilor de sarcină în semiconductoare, deci și în regiunile TB, determinînd modificări ale caracteristicilor și parametrilor dispozitivului. Este necesar să cunoaștem cantitativ aceste modificări pentru că, după cum vom vedea, numai pe această bază se pot lua măsuri de compensare a lor cînd TB lucrează în circuit, măsuri fără de care performanțele TB s-ar reduce apreciabil la creșterea temperaturii cu cîteva zeci sau chiar unități de °C, peste valoarea normală.

La temperaturi uzuale și mari, sporirea numărului de purtători se datorește generării intrinseci de perechi electron-gol. Creșterea absolută a concentrației este deci aceeași pentru majoritari și minoritari. Cu toate acestea însă, creșterea relativă a majoritarilor (valoare tipică:  $n_{n0}$ ,  $p_{p0} = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ) este neglijabilă față de cea a minoritarilor ( $p_{n0}$ ,  $n_{p0}$  la Si este de ordinul  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ). De aceea, în practică, pentru  $T \in (150, 500 \text{ K})$ , punem  $n_{n0} \approx N_D = \text{const.}$  și  $p_{n0} \approx n_i^2/N_D$ , respectiv  $p_{p0} \approx N_A = \text{const.}$  și  $n_{p0} \approx n_i^2/N_A$ , în cazul semiconductoarelor uzuale de tip  $n$ , respectiv  $p$  (v. fig. 1.2.2, rel. (1.2.40) și rel. (1.2.44)). Cum la formarea curenților prin TB participă ambele tipuri de purtători (dispozitiv bipolar), caracteristicile și parametrii vor depinde de temperatură datorită variației concentrației purtătorilor minoritari. Mecanismul de variație a lui  $p_{n0}$ , respectiv  $n_{p0}$ , cu temperatura, prin intermediul concentrației intrinseci  $n_i(T)$ , care afectează (în unele privințe, puternic) caracteristicile și parametrii TB, este dominant și specific acestui dispozitiv. În principal, de mecanismul menționat vom ține cont în analiza de prim ordin pe care o facem relativ la efectele temperaturii asupra mărimilor de interes:  $\beta_0$ ,  $v_{BE}$  (sau  $V_{BED}$ ),  $i_E$ ,  $i_B$ ,  $I_{CBO}$  și  $i_C$ .

**EFECTUL ASUPRA FACTORULUI  $\beta_0$ .** Expresia ideală a lui  $\beta_0$  (v. rel. 4.2.18 și cap. 4.2.1) poate fi transcrisă astfel:

$$\frac{1}{\beta_0} = \frac{W_B^2}{2D_n \tau_{nB}} + \frac{D_p}{D_n} \frac{W_B}{L_p} \frac{N_A}{N_D}. \quad (4.2.48)$$

Primul termen reprezintă raportul  $i_{B1}/i_C$ ,  $i_{B1}$  fiind curentul electronilor minoritari injectați din  $E$  în  $B$  (pentru TB  $npn$ ) și care se recombina în bază. Acest raport scade cu creșterea temperaturii: intensificîndu-se mișcarea termică, captarea electronilor de către centrele de recombinare

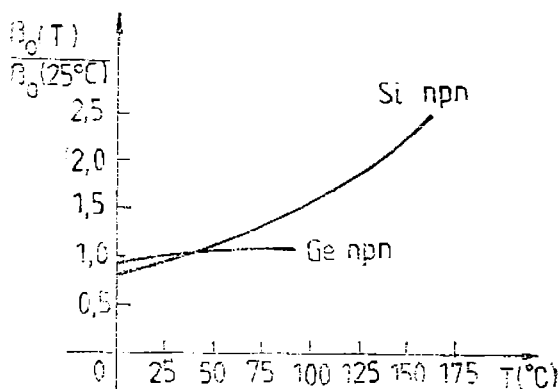


Fig. 4.2.12.

tul de temperatură  $\Delta\beta_0/\beta_0 \cdot \Delta T$  avînd o valoare tipică de 0,7%/°C; altfel spus,  $\beta_0$  crește cu circa 50% dacă temperatura se mărește cu 70°C. La TB cu Ge, valoarea tipică a acestui coeficient este de 0,15%/°C, deci de cîteva ori mai mică.

EFFECTUL ASUPRA MĂRIMILOR  $v_{BE}$ ,  $i_E$  ȘI  $i_B$ . Din rel. (4.2.6) și (4.2.19) rezultă

$$i_E = \text{const. } \alpha_0 n_i^2 \exp(e v_{BE}/kT), \quad (4.2.49)$$

unde am pus în evidență factorii care depind de temperatură:  $\alpha_0$  legat de  $\beta_0$  prin relația  $\alpha_0 = \beta_0/(1 + \beta_0)$ ,  $n_i^2 = \text{const. } T^3 \exp(-E_G/kT)$  și  $\exp(e v_{BE}/kT)$ .

Pentru  $\alpha_0$  rezultă coeficientul de temperatură

$$\frac{1}{\alpha_0} \frac{d\alpha_0}{dT} \simeq \frac{1}{\beta_0} \frac{d\beta_0}{dT}, \quad (4.2.50)$$

cu  $\alpha_0 \simeq 1$  și  $\beta_0 \gg 1$ \*. Conform rel. (4.2.50), coeficientul de temperatură tipic al lui  $\alpha_0$  este cu două ordine de mărime mai mic decît cel al lui  $\beta_0$ , deci practic neglijabil.

În felul acesta, factorii de temperatură decisivi din expresia (4.2.49) a lui  $i_E$  sînt exponențialele  $\exp(e v_{BE}/kT)$  și  $\exp(-E_G/kT)$ . Atunci

$$i_E = \text{const. } \exp(e v_{BE} - E_G)/kT. \quad (4.2.51)$$

Relația (4.2.51) este expresia analitică a caracteristicii statice de intrare a TB în conexiunea BC, care evidențiază și dependența de temperatură. Este vorba de fapt de caracteristica unei JPN polarizată direct (v. cap. 2.3.3 și rel. (2.3.18)).

\* Pentru simplificarea scrierii, asimilăm formal adesea (v. coeficientul de temperatură dat de rel. (4.2.50)) citul variațiilor finite (măsurabile) cu derivata sau raportul diferențialelor.

din B devine mai puțin probabilă, deci se mărește  $\tau_{nB}$ . Al doilea termen care este  $i_{B2}/i_C$  (unde  $i_{B2}$  este curentul golurilor injectate din B în E), scade de asemenea cu temperatura, în special la TB cu emitorul puternic impurificat ( $N_D$  de valoare mare).

Prin urmare,  $\beta_0$  se mărește cu temperatura. Dependența experimentală tipică  $\beta_0(T)$  pentru TB de mică putere este dată în fig. 4.2.12. Remarcăm variația mai puternică a lui  $\beta_0$  la TB cu Si, coeficien-



Creșterea lui  $i_E$  cu temperatura (rel. (4.2.51) indică o creștere întrucît  $e v_{BE} < E_G$ ) determină deplasarea spre stînga a graficului caracteristicii în planul  $v_{BE} - i_E$  (v. fig. (4.2.13). Mărimea deplasării  $\Delta v_{BE}$  raportată la variația corespunzătoare  $\Delta T$  a temperaturii, reprezintă o măsură a influenței temperaturii asupra curentului  $i_E$ . Parametrul  $\Delta v_{BE}/\Delta T$ , numit coeficient de temperatură al tensiunii  $v_{BE}$ , se determină punînd condiția ca cele două variații,  $\Delta v_{BE}$  și  $\Delta T$ , să se compenseze, adică, aplicîndu-le simultan,  $i_E$  să se conserve, ceea ce impune ca (v. rel. (4.2.51))

$$\frac{d}{dT} \left( \frac{e v_{BE} - E_G}{kT} \right) = 0, \quad v_{BE} = v_{BE}(T). \quad (4.2.52)$$

Deoarece variația lui  $E_G$  cu temperatura este neglijabilă, derivata (4.2.52) conduce la expresia

$$\left( \frac{dv_{BE}}{dT} \right)_{i_E} = - \frac{(E_G/e) - v_{BE}}{T}. \quad (4.2.53)$$

Pe porțiunea de lucru a caracteristicii  $i_E(v_{BE})$  putem lua  $v_{BE} \simeq V_{BED}$  înlocuind în (4.2.53) datele pentru TB cu Si ( $E_G = 1,12$  eV și  $V_{BED} = 0,6$  V) și  $T = 300$  K, găsim rezultatul  $-1,7$  mV/°C (și unul apropiat în cazul TB cu Ge). Pentru ambele tipuri de TB, valoarea  $\Delta v_{BE}/\Delta T = -2$  mV/°C este considerată tipică.

Coeficientul de temperatură al tensiunii  $v_{BE}$  are deci următoarea semnificație directă și de interes în aplicații: dacă injectăm în TB un curent constant  $i_E$ , iar temperatura crește cu  $\Delta T$ , tensiunea pe  $JE$  scade cu  $\Delta v_{BE}$  dat de rel. (4.2.53), adică cu circa 2 mV pentru fiecare grad (dacă ne situăm în jurul lui  $T = 300$  K).

Se definește și un coeficient de temperatură  $\alpha$  lui  $i_E$ , prin expresia  $(1/i_E)(\Delta i_E/\Delta T)$  la  $v_{BE} = \text{const.}$  Pentru a-l determina în funcție de coeficientul (4.2.53), înlocuim  $i_E = i_E(T, v_{BE}) = \text{constant}$  și diferențiem. Rezultă

$$\left( \frac{\partial i_E}{\partial T} \right)_{v_{BE}} dT + \left( \frac{\partial i_E}{\partial v_{BE}} \right)_T dv_{BE} = 0,$$

de unde

$$\left( \frac{\partial i_E}{\partial T} \right)_{v_{BE}} = - \left( \frac{\partial i_E}{\partial v_{BE}} \right)_T \left( \frac{dv_{BE}}{dT} \right)_{i_E}. \quad (4.2.54)$$

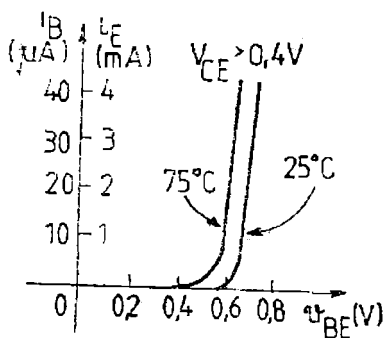


Fig. 4.2.13.

Dar, din relația (4.2.49) rezultă  $(\partial i_E / \partial v_{BE})_T = i_E / V_T$  (cu  $V_T = kT/e$ ). Atunci, din (4.2.54) obținem coeficientul de temperatură a lui  $i_E$  în funcție de cel al lui  $v_{BE}$ :

$$\frac{1}{i_E} \left( \frac{\partial i_E}{\partial T} \right)_{v_{BE}} = - \frac{1}{V_T} \left( \frac{dv_{BE}}{dT} \right)_{i_E} > 0.$$

Rezultă că, în jurul lui  $T = 300$  K,  $i_E$  se mărește cu circa  $7\%/^{\circ}\text{C}$ , dacă  $v_{BE} = \text{const.}$

Având în vedere că  $i_B = (1 - \alpha_0) i_E$  și că, după cum am arătat, variația lui  $\alpha_0$  cu temperatura este neglijabilă, rezultă pentru  $i_B$  și  $i_E$  același coeficient de temperatură:

$$\frac{1}{i_B} \left( \frac{\partial i_B}{\partial T} \right)_{v_{BE}} \simeq \frac{1}{i_E} \left( \frac{\partial i_E}{\partial T} \right)_{v_{BE}} = - \frac{1}{V_T} \left( \frac{dv_{BE}}{dT} \right)_{i_E} = \frac{E_G - ev_{BE}}{kT^2}. \quad (4.2.55)$$

Observăm că prin majorarea temperaturii, rata de creștere a curenților  $i_B$  și  $i_C$  se reduce, coeficientul de temperatură comun scăzând ca  $1/T^2$ . Din egalitatea coeficienților de temperatură, rezultă faptul că deplasarea la stînga a caracteristicilor  $i_B(v_{BE})$  și  $i_C(v_{BE})$  la  $v_{CE} = \text{const.}$  este de asemenea aceeași, așa cum se arată în fig. 4.2.13, unde sînt prezentate caracteristicile respective pentru un tranzistor cu Si de mică putere, la temperaturile de  $25$  și  $75^{\circ}\text{C}$ .

EFFECTUL ASUPRA CURENȚILOR  $I_{CBO}$  ȘI  $i_C$ . Curentul rezidual  $I_{CBO}$  este de fapt curentul invers al JC și-l vom examina ca atare în ceea ce privește dependența sa de  $T$ . Atunci, în baza rel. (2.3.17), avem  $I_{CBO} = \text{const.} n_i^2 = \text{const.} T^3 \exp(-E_G/kT) \simeq \text{const.} \exp(-E_G/kT)$ . (4.2.56)

Presupunind că tensiunea  $V_{CB}$  este constantă (valoare specificată), din rel. (4.2.56) deducem factorul de temperatură a lui  $I_{CBO}$ :

$$\frac{1}{I_{CBO}} \frac{dI_{CBO}}{dT} = \frac{E_G}{kT^2}. \quad (4.2.57)$$

La  $T = 300$  K, rezultă valoarea de aproximativ  $14\%/^{\circ}\text{C}$  la TB cu Si și de  $8,6\%/^{\circ}\text{C}$  la TB cu Ge. În practică, datorită efectelor secundare care mărește pe  $I_{CBO}$ , față de valoarea teoretică corespunzătoare dependenței (4.2.56), și în special datorită efectelor de suprafață (ce pot deveni dominante), valorile tipice ale coeficientului sînt de  $7-8\%/^{\circ}\text{C}$ , atît pentru TB cu Ge cît și cu Si. Deci,  $I_{CBO}$  se dublează pentru fiecare  $8-10^{\circ}\text{C}$  de creștere a temperaturii. (Între această creștere a temperaturii, care dublează curentul și se notează  $\Delta T_2$ , și coeficientul de temperatură corespunzător există relația  $(1/I_{CBO})(dI_{CBO}/dT) = \ln 2/\Delta T_2 \simeq 0,7/\Delta T_2$ .)

Vom examina acum influența lui  $T$  asupra caracteristicilor de ieșire ale TB în conexiune EC:  $i_C = i_C(v_{CE})$ ,  $i_B = \text{parametru}$ . Din familia respectivă am reprezentat (v. fig. 4.2.14—15) cîteva caracteristici experimentale tipice pentru TB cu Ge și Si de mică putere, la  $25^{\circ}\text{C}$  (linie plină) și la  $65^{\circ}\text{C}$ , respectiv  $75^{\circ}\text{C}$  (linie întreruptă).

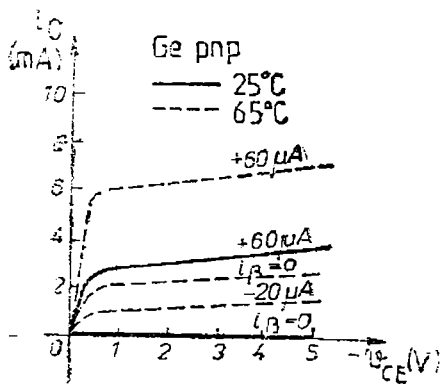


Fig. 4.2.14.

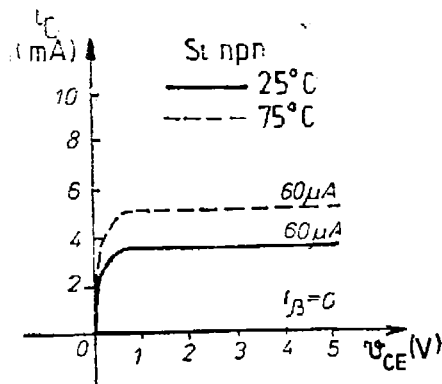


Fig. 4.2.15.

Din fig. 4.2.14–15 rezultă că la TB cu Ge, creșterea lui  $i_C$  cu temperatura (la  $i_B = \text{const.}$ ) este în general mai puternică decât la TB cu Si, și îndeosebi la valori  $i_B$  reduse. În orice caz, observăm, la ambele tipuri de TB, o deplasare în sus a caracteristicilor, o dată cu creșterea lui  $T$ .

Dependența de temperatură a curentului  $i_C$ , evidențiată experimental mai sus, se justifică teoretic plecând de la expresia (v. rel. (4.2.32) și (4.2.38)):  $i_C = \beta_0 i_B + I_{CBO} = \beta_0 i_B + (1 + \beta_0) I_{CBO} \approx \beta_0 (i_B + I_{CBO})$ . Referindu-ne la o caracteristică de ieșire cu  $i_B = \text{const.}$  (ceea ce corespunde la comanda în curent a TB în conexiune EC), curentul  $i_C$  depinde de temperatură, potrivit expresiei de mai sus, doar prin intermediul parametrilor  $\beta_0$  și  $I_{CBO}$ .

Atunci, în cazul TB cu Si, la care putem neglija pe  $I_{CBO}$  aproape în toată regiunea permisă a caracteristicilor, avem  $i_C \approx \beta_0 i_B$ , și deci  $di_C/dT = i_B d\beta_0/dT = (i_C/\beta_0) d\beta_0/dT$ . De aici obținem expresia coeficientului de temperatură al curentului colector:

$$\frac{1}{i_C} \frac{di_C}{dT} = \frac{1}{\beta_0} \frac{d\beta_0}{dT}, \quad (4.2.58)$$

din care rezultă că  $i_C$  la TB cu Si variază în funcție de  $T$ , ca și  $\beta_0$ ; deci, valoarea tipică a creșterii relative cu temperatura este de 0,7%/°C.

La TB cu Ge nu putem neglija contribuția lui  $I_{CBO}$ , în special la curenți mici. Atunci avem

$$\frac{di_C}{dT} = (i_B + I_{CBO}) \frac{d\beta_0}{dT} + \beta_0 \frac{dI_{CBO}}{dT}$$

sau, împărțind cu  $i_C = \beta_0 (i_B + I_{CBO})$ ,

$$\frac{1}{i_C} \frac{di_C}{dT} = \frac{1}{\beta_0} \frac{d\beta_0}{dT} + \frac{1}{1 + i_B/I_{CBO}} \cdot \frac{1}{I_{CBO}} \frac{dI_{CBO}}{dT}. \quad (4.2.59)$$

La curenți  $i_B$  mici și moderați este dominant termenul al doilea; în acest caz, coeficientul de temperatură al lui  $i_C$  are valori tipice de ordinul unităților (maximum 7%/°C). La curenți  $i_B$  mari devine dominant primul termen din membrul al doilea al rel. (4.2.59), astfel că  $(1/i_C)di_C/dT$  atinge valoarea tipică de 0,15%/°C când  $i_B \geq 10^3 I_{CBO}$ .

În tabelul 4.2.1 grupăm valorile tipice ale coeficienților de temperatură pentru  $\beta_0$ ,  $V_{BED}$ ,  $i_E$ ,  $i_B$ ,  $I_{CBO}$  și  $i_C$ .

Tabelul 4.2.1

Coef. de temp. al param.:	$\beta_0$ (%/°C)	$V_{BED}$ (mV/°C)	$i_E, i_B$ (%/°C)	$I_{CBO}$ (%/°C)	$i_C$ (%/°C)
TB Si	0,7	-2	7	7	0,7
TB Ge	0,15				$(0 \leftarrow i_B) 7 \dots$ $0,15 (i_B \rightarrow 10^3 I_{CBO})$

Analiza precedentă și fig. 4.2.14 arată că, pentru un TB cu Ge, efectul dominant al temperaturii asupra caracteristicilor de ieșire constă într-o deplasare în sus provocată de creșterea importantă a lui  $I_{CBO}$ . Forma caracteristicilor și granița dintre regiunea permisă și cea de saturație nu se modifică semnificativ cu temperatura. În consecință, când tranzistorul lucrează ca amplificator, pentru a se păstra funcționarea liniară și o valoare înaltă a factorului de amplificare în regim dinamic, asigurându-se totodată nedepășirea puterii disipate admisibile, este necesar ca punctul mediu de funcționare să-și mențină poziția în planul caracteristicilor de ieșire când variază temperatura. Deci, circuitele de polarizare vor fi concepute astfel ca valorile  $I_C$  și  $V_{CE}$  să se conserve pe cât posibil. Observăm, din fig. 4.2.14, că realizarea acestei cerințe implică modificarea în limite largi, o dată cu temperatura, a lui  $I_B$ , eventual chiar inversarea sensului său.

Cerința ca  $I_C$  și  $V_{CE}$  să rămână cât mai constante este valabilă și pentru TB cu Si, deoarece efectul dominant al creșterii temperaturii este tot deplasarea în sus a caracteristicilor (v. fig. 4.2.15), dar, de data aceasta, efectul se produce datorită creșterii lui  $\beta_0$  cu temperatura.

Un efect nedorit, specific tranzistoarelor bipolare și determinat de neasigurarea unor valori  $I_C$  și  $V_{CE}$  suficient de constante, este așa-numita ambalare termică. Dacă temperatura ambiantă crește, caracteristicile se deplasează în sus, crește  $I_C$  și odată cu el puterea disipată. Datorită valorii finite (nenule) a rezistenței termice  $JC$  — mediu ambiant, mărirea puterii disipate duce la o nouă creștere a temperaturii ș.a.m.d., ceea ce reprezintă ambalarea termică. Procesul se încheie cu distrugerea TB, determinată de depășirea puterii disipate maxime. Ambalarea termică este evitată dacă circuitul de polarizare este conceput astfel încît coordonatele  $I_C$  și  $V_{CE}$  ale punctului mediu de funcționare să rămână practic constante.

### 4.3. TRANZISTORUL BIPOLAR ÎN REGIM DINAMIC

Regimul dinamic este specific funcționării dispozitivelor electronice din componența circuitelor analogice, adică a celor destinate prelucrării semnalelor cu variație continuă în timp (v. și cap. 2.4). Totodată, parametrii de semnal mic, care se introduc și se examinează în cadrul studiului regimului dinamic, servesc, deopotrivă, și la evaluarea performanțelor pe care dispozitivele le pot atinge în regim de comutație.

Partea principală a cap. 4.3 o constituie analiza parametrilor de semnal mic ai  $TB$  și prezentarea, pe baza acestora, a principalelor circuite echivalente folosite în aplicații.

#### 4.3.1. REGIMUL DINAMIC DE SEMNAL MIC

Aplicația fundamentală a tranzistorului, și anume aceea de amplificator de semnale (tensiuni variabile), oferă exemplul tipic de funcționare a dispozitivului în regim dinamic. În fig. 4.3.1 s-a reprezentat numai tranzistorul ( $npn$ , conexiune  $EC$ ) care face parte dintr-un astfel de amplificator.

**FUNCȚIONAREA ÎN REGIM DINAMIC.** După cum se arată și în fig. 4.3.1, în regim dinamic, peste componentele continue  $V_{BE}$ ,  $I_B$ ,  $V_{CE}$  și  $I_C$  se suprapun componente variabile în timp:  $v_{be}$ ,  $i_b$ ,  $v_{ce}$ , respectiv  $i_c$ . Să vedem cum apar aceste componente.

La terminalele  $B-E$  se aplică, pe lângă tensiunea de polarizare directă  $V_{BE}$ , și o tensiune lent variabilă  $v_{be}$  de la un generator de semnal. La terminalele  $C-E$ , în serie cu sursa care furnizează tensiunea de polarizare, se conectează o impedanță de sarcină, de exemplu o rezistență  $R_L$ .

Datorită semnalului (tensiunii variabile)  $v_{be}$ , apare în circuitul bazei, peste componenta continuă  $I_B$  și o componentă variabilă (de semnal)  $i_b$ . Acest  $i_b$  produce în circuitul de colector o componentă variabilă de curent  $i_c$ , care însoțește pe  $I_C$ . Datorită căderii de tensiune variabile  $R_L i_c$  de pe

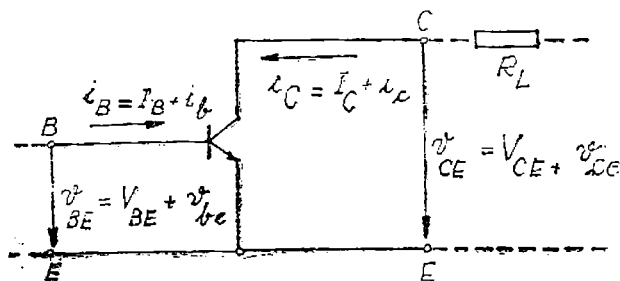


Fig. 4.3.1.

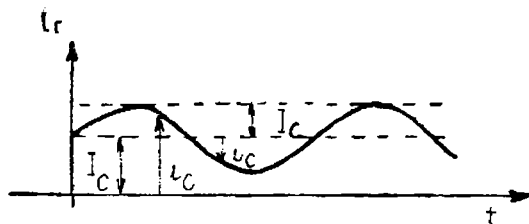


Fig. 4.3.2.

$M(v_{BE}, i_B, v_{CE}, i_C)$  să evolueze într-un domeniu restrîns al variabilelor electrice, în care porțiunile de caracteristici statice să poată fi asimilate cu segmente de dreaptă, atunci componentele variabile (de semnal)  $i_b$ ,  $i_c$  și  $v_{ce}$  sînt proporționale cu semnalul  $v_{be}$ . Deci, regimul de semnal mic este un regim liniar pentru componentele de semnal. Ca urmare, toate componentele variabile reproduc forma semnalului. Spunem că semnalele amplificate nu sînt distorsionate (deformate).

**CONDIȚIA DE SEMNAL MIC.** Să stabilim condiția cantitativă pe care trebuie s-o îndeplinească  $v_{be}$  pentru a asigura regimul de semnal mic definit mai sus. Deoarece în regiunea activă directă la care ne referim ambii curenți ( $i_B$  și  $i_C$ ) depind practic numai de  $v_{BE}$ , după legea  $\exp(v_{BE}/V_T)$  condiția de semnal mic va avea forma stabilită la analiza joncțiunii pn:

$$|v_{be}| \ll V_T. \quad (4.3.1)$$

Practic, la  $T = 300$  K, semnalul se consideră mic dacă valoarea sa maximă nu depășește 10 mV. Dacă semnalul este sinusoidal, iar amplitudinea sa îndeplinește condiția (4.3.1), TB funcționează în regim armonic de semnal mic. În acest caz toate componentele de semnal sînt sinusoidale. (În fig. 4.3.2 reamintim convenția de notare pe exemplul lui  $i_c$  din regimul armonic de semnal mic).

### 4.3.2. MODELUL NATURAL FUNDAMENTAL DE SEMNAL MIC

Pentru exprimarea relațiilor analitice dintre componentele de semnal asociate tranzistorului funcționînd în regim dinamic de semnal mic, se introduc parametrii de semnal mic. Aceștia sînt măriri caracteristice dispozitivului, dar depind de punctul mediu de funcționare, frecvență și temperatură.

Parametrii de semnal mic, împreună cu ecuațiile liniare dintre componentele de semnal în care intervin și cu circuitul echivalent elaborat pe baza acestor ecuații constituie ceea ce se numește modelul de semnal mic al tranzistorului. Parametrii de semnal mic pot fi naturali, dacă se introduc pe baza examinării proceselor fizice din dispozitiv, sau de cuadripol — dacă se definesc luînd în considerare comportarea TB la terminale, întocmai ca în cazul unui cuadripol (diport) electric liniar. Aici ne vom referi la parametrii naturali.

rezistența de sarcină, tensiunea la terminalele C—E va avea pe lîngă o componentă continuă  $V_{CE}$  și una variabilă  $v_{ce}$ .

Un caz particular important este cel denumit regim dinamic de semnal mic. Dacă semnalul  $v_{be}$  are permanent valori suficient de reduse, astfel încît punctul dinamic de funcționare

PARAMETRII NATURALI DE SEMNAL, MIC. Ne vom referi la cazul funcționării TB cu semnale lent variabile în timp, adică semnale de joasă frecvență (tipic,  $f < 15$  kHz), pentru care efectele elementelor reactive ale TB pot fi neglijate.

Se definesc trei parametri principali de acest tip, cu denumirile și relațiile de definiție următoare:

Rezistența dinamică de intrare

$$r_{\pi} \stackrel{D}{=} \left( 1 / \frac{\partial i_B}{\partial v_{BE}} \right)_M \simeq \left( \frac{\Delta v_{BE}}{\Delta i_B} \right)_M \quad (4.3.2)$$

Factorul dinamic de amplificarea în curent

$$\beta \stackrel{D}{=} \left( \frac{\partial i_C}{\partial i_B} \right)_M \simeq \left( \frac{\Delta i_C}{\Delta i_B} \right)_M \quad (4.3.3)$$

Conductanța mutuală sau panta

$$g_m \stackrel{D}{=} \left( \frac{\partial i_C}{\partial v_{BE}} \right)_M \simeq \left( \frac{\Delta i_C}{\Delta v_{BE}} \right)_M \quad (4.3.4)$$

S-a precizat, în relațiile de definiție, că derivatele parțiale se iau în punctul de repaus  $M$  (respectiv, că variațiile finite mici  $\Delta v_{BE}$ ,  $\Delta i_B$  și  $\Delta i_C$  pentru determinarea parametrilor pe caracteristicile statice se iau în jurul lui  $M$ ) pentru a sublinia faptul important că un set  $r_{\pi}$ ,  $\beta$ ,  $g_m$  cu valori specificate este valabil numai cînd TB funcționează în acel punct mediu  $M$ .

Cei trei parametri nu sînt independenți, ci, după cum rezultă din definiții, ei sînt legați prin relația

$$\beta = g_m r_{\pi} \quad (4.3.5)$$

deoarece  $\partial i_B / \partial v_{BE}$  și  $\partial i_C / \partial v_{BE}$  presupun  $v_{CE} = \text{const.}$  și atunci  $\partial i_C / \partial i_B = (di_C/di_B)_{v_{CE}=\text{const.}} \equiv g_m r_{\pi}$ .

Desigur, ar mai fi trebuit adăugat, la fiecare denumire, că respectivul parametru este de semnal mic și asociat conexiunii  $EC$ , dar acestea se subînțeleg.

Parametrii  $r_{\pi}$ ,  $\beta$  și  $g_m$  sînt fundamentali (de bază), în sensul că ei formează un set minimal, suficient numai pentru analize care țin cont doar de efectele de ordinul întâi din funcționarea TB, în particular — pentru analize la frecvențe joase.

Pentru exprimarea acestor parametri în funcție de datele constructive ale TB și de punctul  $M$ , trebuie să folosim expresiile pentru curenți. Admițînd că în regiunea activă directă expresiile ideale  $i_C = I_S \exp(v_{BE}/V_T)$  și  $i_B = (I_S/\beta_0) \exp(v_{BE}/V_T)$  descriu satisfăcător comportarea TB, vom face uz de acestea (v. rel. 4.2.7 și 4.2.17).

Prin urmare,  $r_{\pi} = (\partial i_B / \partial v_{BE})_M^{-1} = \beta_0 V_T / I_S \exp(V_{BE}/V_T)$  sau

$$r_{\pi} = \frac{\beta_0 V_T}{I_C} = \frac{V_T}{I_B} \quad (4.3.6)$$

unde  $V_{BE}$ ,  $I_C$  și  $I_B$  sînt coordonate ale punctului mediu  $M$ . Analog rezultă

$$g_m = \frac{I_C}{V_T} = \frac{\beta_0 I_B}{V_T}, \quad (4.3.7)$$

iar

$$\beta = \beta_0. \quad (4.3.8)$$

Avem totodată și

$$g_m r_\pi = \beta_0. \quad (4.3.9)$$

Observăm că atît conductanța de intrare  $g_m \stackrel{D}{=} 1/r_\pi$ , cît și cea mutuală sînt proporționale cu componenta continuă  $I_C$  a curentului de colector. Valorile tipice pentru  $g_m$  (care se mai numește și transconductanță) sînt de ordinul zecilor de mA/V (sau mS = milisiemens), iar pentru  $r_\pi$  — de ordinul unităților sau zecilor de kΩ (ca și rezistența de intrare medie  $r_{\pi}$ ).

Subliniem că, deși relația (4.3.8), adică egalitatea  $\beta = \beta_0$ , este riguroasă pentru expresiile ideale ale curenților prin TB, factorul dinamic  $\beta$  la frecvențe joase se identifică cu  $\beta_0$  dacă TB funcționează în regiunea activă directă.

**CIRCUITUL ECHIVALENT FUNDAMENTAL DE SEMNAL MIC.**  
Putem stabili acum relațiile dintre componentele de semnal. Calculăm mai întîi diferențialele curenților  $i_B = (I_B/\beta_0) \exp(v_{BE}/V_T)$  și  $i_C = \beta_0 i_B$  în jurul lui  $M$ . Avem  $di_B = (I_B/\beta_0 V_T) \exp(V_{BE}/V_T)$  sau

$$di_B = \frac{1}{r_\pi} dv_{BE} \quad (4.3.10)$$

și

$$di_C = \beta_0 di_B = g_m dv_{BE}. \quad (4.3.11)$$

Relațiile (4.3.10, 11) sînt valabile, cu aproximație, și pentru variații staționare mici,  $\Delta i_B = \Delta v_{BE}/r_\pi$  și  $\Delta i_C = \beta_0 \Delta i_B = g_m \Delta v_{BE}$ , în jurul lui  $M$ , dacă  $|\Delta v_{BE}| \ll V_T$ , precum și pentru semnale mici:

$$\left. \begin{aligned} i_b &= v_{be}/r_\pi \\ i_c &= \beta_0 i_b = g_m v_{be} \end{aligned} \right\} \quad (4.3.12)$$

Sistemul de ecuații liniare (4.3.12), care corelează componentele de semnal mic  $v_{be}$ ,  $i_b$  și  $i_c$ , reprezintă modelul analitic de semnal mic al TB. El este atît de simplu — reproducînd de fapt definițiile (4.3.2)–(4.3.4), în care facem înlocuirile  $\Delta v_{BE} \rightarrow v_{be}$ ,  $\Delta i_B \rightarrow i_b$ ,  $\Delta i_C \rightarrow i_c$  — deoarece curenții totali  $i_B$  și  $i_C$  depind ei înșiși numai de  $v_{BE}$ , prin expresiile ideale de forma  $\exp(v_{BE}/V_T)$  acceptate pentru regiunea activă directă. Dacă foloseam pentru  $i_C$  și  $i_B$  expresiile, mai precise, date de ecuațiile Ebers–Moll, atunci și în sistemul (4.3.12) ar fi apărut pentru  $i_b$  și  $i_c$  cîte un al doilea termen conținînd contribuția componentei variabile  $v_{ce}$ . Dar, în regiunea activă directă, termenul  $v_{ce}$  este practic neglijabil.



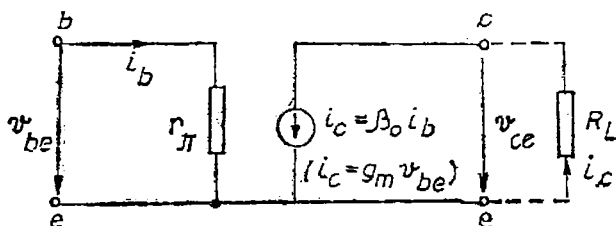


Fig. 4.3.3.

Pe baza modelului analitic (4.3.12) elaborăm modelul electric corespunzător, adică circuitul echivalent fundamental de semnal mic cu schema din fig. 4.3.3. În legătură cu acest circuit — respectiv, cu sistemul (4.3.12) — reținem că el este valabil numai pentru semnalele mici de joasă frecvență suprapuse pe componentele continue. El este un model de primă aproximație, descris de doi parametri naturali de semnal mic, și anume cei fundamentali:  $r_{\pi}$  și  $\beta_0$  (sau  $r_{\pi}$  și  $g_m$ ), ce depind de dispozitiv, de  $I_C$  și de  $T$ .

Circuitul echivalent din fig. 4.3.3 — respectiv, sistemul (4.3.12) — arată că fiind dat un TB, polarizat corect în regiunea activă directă, dacă i se aplică la intrare tensiunea de semnal mic  $v_{be}$  (notarea terminalelor cu litere mici —  $e, b, c$  — sugerează valabilitatea modelului numai pentru semnale mici), determinăm pe  $i_b$  făcînd raportul  $v_{be}/r_{\pi}$  iar pe  $i_c$  ca produs  $\beta_0 i_b$  sau  $g_m v_{be}$ . Apoi, ne mai arată că  $i_c$  nu depinde de sarcina  $R_L$ , el putînd fi modificat (comandat, controlat) prin  $i_b$  (sau  $v_{be}$ ). Din această cauză spunem că TB se comportă și pentru semnal ca o sursă de curent ( $i_c$  constant cu  $R_L$ ) comandată ( $i_c$  controlabil prin  $i_b$ ). În sfîrșit, fig. 4.3.3 ne mai arată că  $i_c$  produce la bornele sarcinii  $R_L$  tensiunea  $v_{ce} = -R_L i_c$ , reprezentînd răspunsul în tensiune al TB. Tensiunea  $v_{ce}$ , dependentă nu numai de  $i_c$  dar și de  $R_L$ , este, după cum se vede din figură, în contrafază cu  $i_c$ ,  $i_b$  și  $v_{be}$ .

### 4.3.3. MODELUL NATURAL DE SEMNAL MIC $\pi$ — HIBRID

Pentru a obține un circuit echivalent îmbunătățit, care să fie valabil satisfăcător și la semnale mici de frecvențe mai înalte (la care TB prin performanțele sale, prezintă încă interes), trebuie să ținem seama și de unele efecte de ordinul doi din funcționarea tranzistorului.

**CIRCUITUL ECHIVALENT GIACOLETTO.** Un model îmbunătățit de semnal mic pentru TB îl constituie circuitul echivalent Giacoletto (fig. 4.3.4).

Prezența elementelor reactive în circuit, care determină relații de fază dependente de frecvență între componentele de semnal, face necesară, pentru simplificarea analizei, utilizarea fazorilor (amplitudinilor complexe ale

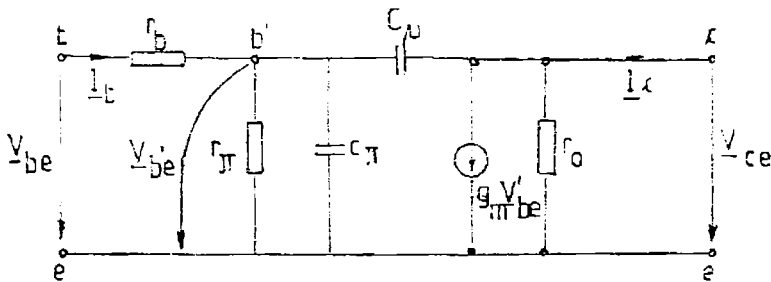


Fig. 4.3.4.

variabilelor electrice):  $V_{be}$ ,  $I_b$ ,  $I_c$ ,  $V_{ce}$ . Avem în vedere că circuitul este linear și toate componentele de semnal variază sinusoidal în timp (regim armonic de semnal mic).

Observăm din schemă că la cele două elemente fundamentale,  $r_\pi$  și  $g_m$ , s-au mai adăugat  $r_b$ ,  $C_\pi$ ,  $C_\mu$  și  $r_o$ .

Elementul  $r_b$  se numește rezistență de bază, cu valori tipice cuprinse între 50 și 500  $\Omega$ . Ea reprezintă rezistența semiconductorului regiunii de bază dintre contactul  $B$  al bazei (v. fig. 4.3.5) și un punct intern  $B'$  situat în zona activă a regiunii respective, adică aceea care interceptează fluxul de purtători minoritari  $F_{pm}$ . Valoarea  $r_b$  nu poate fi făcută mai mică, deoarece  $N_A$  și  $W_B$  se pretind reduse pentru obținerea efectului de tranzistor. În schema de semnal mic (fig. 4.3.4), punctele  $B$  și  $B'$  devin  $b$  și  $b'$ .

Capacitatea de intrare  $C_\pi$ , avînd valori tipice de ordinul zecilor de pF, este formată din două componente. Prima, cea dominantă, este capacitatea de difuzie a joncțiunii  $B-E$ . Se mai numește și capacitate corespunzătoare sarcinii din bază,  $C_b$ , pentru că reprezintă o măsură a variației excesului de sarcină electrică, de ambele semne, din regiunea neutră a bazei, determinată de variația lui  $v_{BE}$ . Să examinăm procesele fizice care cer ca elementul  $C_b$  să fie introdus între  $b'$  și  $e$ .

Pentru a face intuitivă înțelegerea, am schițat în fig. 4.3.6, în chiar structura idealizată a TB, concentrația electronilor în regiunea neutră a bazei, adică  $n_p(x)$ , pentru două tensiuni  $B-E$  staționare:  $V_{BE}$  și  $V_{BE} + \Delta v_{BE}$ . Cînd creștem tensiunea cu  $\Delta v_{BE}$ , sarcina electronilor din  $B$  crește cu  $\Delta q_{nB}$ . Din momentul creșterii tensiunii și pînă la atingerea noii stări staționare, prin  $E$  pătrund electroni suplimentari solicitați în două scopuri: (1) pentru întreținerea noului  $i_c$  staționar majorat ( $|\text{grad } n_p(x)|$  mai mare) și (2) pentru realizarea noului exces staționar. Electronii de tipul (1) curg permanent, dar cei de tipul (2) încetează la atingerea noului exces. Aceștia din urmă

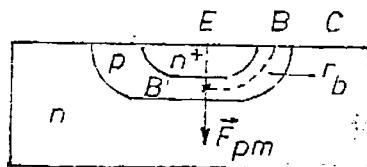


Fig. 4.3.5.

compun, deci, un flux care încarcă cu sarcină negativă „o armătură de condensator”: este „armătura” dinspre  $E$  a lui  $C_b$  (v. fig. 4.3.5), iar curențul capacitiv respectiv (numit de difuzie) este  $i_{ed}$ . Cealaltă „armătură” a lui  $C_b$  se încarcă pozi-

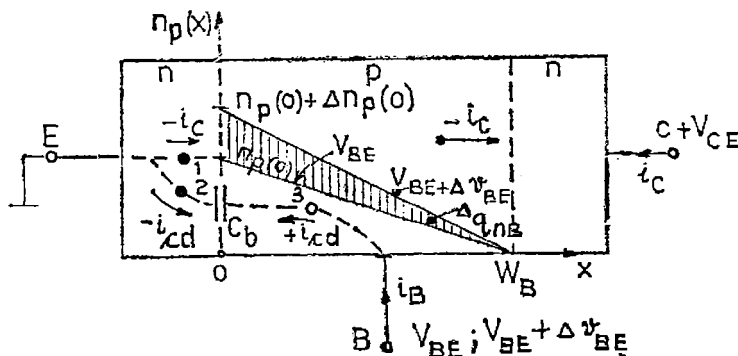


Fig. 4.3.6.

tiv cu golurile (3), care pătrund prin terminalul  $B$  pentru conservarea neutralității regiunii bazei. Deci, la aplicarea creșterii  $\Delta v_{BE}$ , apare și o sarcină pozitivă  $\Delta q_{pB}$ , egală în modul cu  $\Delta q_{nB}$  și având exact aceeași distribuție ca aceasta (v. suprafața hașurată din fig. 4.3.6), suprapusă pe distribuția  $p_p(x)$  a golurilor majoritare din bază existentă inițial (la  $v_{BE} = V_{BE}$ ). Componenta  $i_{cd}$  apare în  $i_B$  numai în regimul tranzitoriu, ca orice curent capacitiv.

Putem folosi valoarea absolută a oricăreia din cele două sarcini pentru a defini pe  $C_b$ . Astfel

$$C_b \stackrel{D}{=} \left( \frac{\partial q_{nB}}{\partial v_{BE}} \right)_M \simeq \left( \frac{\Delta q_{nB}}{\Delta v_{BE}} \right)_M = \frac{q_{nB}}{v_{be}}, \quad (4.3.13)$$

unde  $q_{nB}$  este valoarea sarcinii electronilor din  $B$ ,  $\Delta q_{nB}$  — variația staționară mică a lui  $q_{nB}$  iar  $q_{nb}$  — componenta de semnal corespunzătoare.

Să stabilim expresia de calcul a lui  $C_b$ , în funcție de datele TB și  $I_0$ , folosind relațiile ideale stabilite în cap. 4.2.1:  $i_C = eAD_n n_p(0)/W_B$ ,  $q_{nB} = eAW_B n_p(0)/2$  (v. rel. 4.2.5 și 4.2.9). Din acestea rezultă sarcina

$$q_{nB} = \frac{W_B^2}{2D_n} i_C, \quad (4.3.14)$$

a cărei valoare în punctul de repaus ( $i_C = I_C$ ) este

$$Q_{nB} = \frac{W_B^2}{2D_n} I_C.$$

Se numește timp mediu de tranzit al electronilor prin bază mărimea

$$\tau_0 \stackrel{D}{=} \frac{Q_{nB}}{I_C} = \frac{W_B^2}{2D_n}, \quad (4.3.15)$$

avînd valori tipice de ordinul unităților sau zecilor de ns (iar pentru TB integrate — de ordinul zecimilor de ns). Aplicînd definiția (4.3.13)

dependenței (4.3.14), avem  $C_b = (dq_{nB}/dv_{BE})_M = (dq_{nB}/di_C) (di_C/dv_{BE})_M = W_{bB}^2 g_m / 2D_n$  sau

$$C_b = \tau_0 g_m = \frac{\tau_0}{V_T} I_C. \quad (4.3.16)$$

Prin urmare  $C_b$  crește liniar cu  $I_C$ .

A doua componentă a lui  $C_\pi$  este capacitatea de barieră a joncțiunii  $B-E$  variind cu tensiunea  $v_{BE}$  după legea:

$$C_{je} = C_{jso} (1 - v_{BE}/V_{OE})^{-1/3}, \quad (4.3.17)$$

specifică modelului de joncțiune gradată; în rel. (4.3.17),  $C_{jso}$  este capacitatea de barieră la polarizare nulă, iar  $V_{OE}$  — diferența internă de potențial a joncțiunii  $B-E$ . Având în vedere polarizarea directă a acestei joncțiuni,  $C_{je}$  este neglijabil față de  $C_b$ .

Avem deci

$$C_\pi = C_b + C_{je} \simeq C_b. \quad (4.3.18)$$

Un alt element al circuitului Giscoletto este capacitatea de reacție  $C_\mu$ , care se identifică practic cu capacitatea de barieră  $C_{js}$  a joncțiunii de colector:

$$C_\mu \simeq C_{js} = C_{\mu o} (1 - v_{CE}/V_{OC})^{-1/2}. \quad (4.3.19)$$

De menționat că joncțiunea de colector, lucrind la polarizări inverse mari, se comportă ca o joncțiune de tip abrupt. În rel. (4.3.19),  $V_{OC}$  este diferența internă de potențial a joncțiunii  $B-C$ , iar  $C_{\mu o}$  — capacitatea de barieră la polarizare nulă, care nu depășește valori de ordinul unităților de pF.

Rezistența de ieșire  $r_o$  reflectă efectul variației tensiunii  $v_{CE}$  asupra caracteristicilor statice de ieșire ale TB (efectul Early) și se definește prin relație

$$r_o \stackrel{D}{=} \left( 1 / \frac{\partial i_C}{\partial v_{CE}} \right)_M \simeq \left( \frac{\Delta v_{CE}}{\Delta i_C} \right)_M = \left( \frac{v_{ce}}{i_e} \right)_M. \quad (4.3.20)$$

Având în vedere relațiile  $\partial i_C / \partial v_{CE} = -(i_C / W_B) (dW_B / dv_{CE})$  și  $V_A = -W_B (dv_{CE} / dW_B)$ , stabilite în cap. 4.2.2, din (4.3.20) rezultă

$$r_o = \frac{V_A}{I_C} = \frac{V_A}{V_T} \frac{1}{g_m} = \frac{V_A}{I_C}. \quad (4.3.21)$$

Deci, rezistența de ieșire la semnal mic, variază invers proporțional cu  $I_C$ . Deoarece valorile tipice ale tensiunii  $V_A$  sînt de 50 ... 100 V, valorile corespunzătoare ale lui  $r_o$ , pentru  $I_C = 1$  mA, sînt cuprinse între 50 și 100 kΩ.

De subliniat că omiterea unor elemente parazite (de exemplu, capacitățile dintre terminale sau față de capsulă), precum și reprezentarea prin elemente concentrate (și nu distribuite) a altora sînt aproximații ce pot introduce erori la frecvențe înalte. Totodată, unele elemente ale circuitului

echivalent pot fi omise în analizele de la frecvențe mai coborâte sau la curenți de colectori mici.

Circuitul de semnal mic Giacoletto se mai numește și model  $\pi$  — hibrid, deoarece dispunerea elementelor sale (v. fig. 4.3.4) sugerează forma literei  $\pi$ , iar elementele respective sînt descrise prin parametri dimensional neomogeni ( $r_b$ ,  $r_n$ ,  $r_o$  — rezistențe;  $C_n$ ,  $C_u$  — capacități;  $g_m$  — conductanță).

**CARACTERISTICA DE FRECVENȚĂ.** Structura circuitului echivalent de semnal mic  $\pi$  — hibrid (fig. 4.3.4) arată că funcționarea TB este, în general, dependentă de frecvență. Totodată, această dependență este influențată de polarizarea tranzistorului, deoarece, după cum am arătat, principalii parametri ai circuitului echivalent sînt funcții de curentul de colector  $I_C$ .

Pentru caracterizarea TB relativă la comportarea cu frecvența, se iau în considerare parametrii de transfer ai circuitului echivalent, cum este, în cazul conexiunii EC, amplificarea de curent cu ieșirea în scurtcircuit. Parametrul respectiv, în general, complex și dependent de frecvența semnalului ( $f = \omega/2\pi$ ), se notează  $\beta$  și se definește prin relația

$$\beta = \frac{I_e}{I_b} \Big|_{r_o=0}, \quad (4.3.22)$$

deci, este raportul dintre curentul de ieșire, adică cel de colector (subînțelegem că este vorba de fazorul respectiv) și curentul de intrare, adică cel de bază, cînd ieșirea este scurtcircuitată (ceea ce implică tensiune de semnal colector — emitor nulă). TB funcționează în regim armonic de semnal mic.

Să stabilim expresia lui  $\beta$  în funcție de frecvență și de parametrii naturali de semnal mic, pe baza circuitului  $\pi$ -hibrid (v. fig. 4.3.4).

Se observă, din schemă, că  $I_e$  prin terminalele  $c$  și  $e$  scurtcircuitate este  $I_e = g_m V_{be} - j\omega C_u V_{be} = (g_m - j\omega C_u) V_{be}$  sau

$$I_e \simeq g_m V_{be}, \quad (4.3.23)$$

deoarece, pentru frecvențele la care tranzistoarele actuale prezintă performanțe de interes,  $\omega C_u \ll g_m$ . De asemenea, pentru  $c$  și  $e$  scurtcircuitate, avem

$$V_{be} = \frac{I_b}{(1/r_n) + j\omega(C_n + C_u)}. \quad (4.3.24)$$

Din relațiile (4.3.22) — (4.3.24) rezultă

$$\beta = \frac{g_m r_n}{1 + j\omega r_n(C_n + C_u)} = \frac{\beta_0}{1 + j\omega \beta_0(C_n + C_u)/g_m}, \quad (4.3.25)$$

deoarece  $g_m r_n = \beta_0$ . Modulul amplificării, ca funcție de frecvență

$$|\beta| = \frac{\beta_0}{\sqrt{1 + [\omega \beta_0(C_n + C_u)/g_m]^2}}, \quad (4.3.26)$$

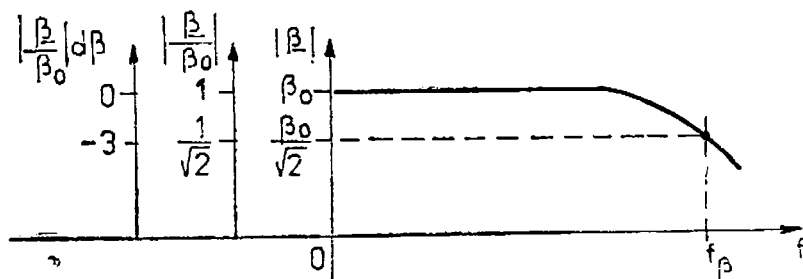


Fig. 4.3.7.

constituie caracteristica de frecvență a TB. Reprezentînd grafic dependența (4.3.26) ca atare sau ca raport  $|\underline{\beta}/\beta_0|$ , ori în decibeli,  $|\underline{\beta}/\beta_0| \text{ (dB)} \equiv 20 \log |\underline{\beta}/\beta_0|$ , obținem diagrama din fig. 4.3.6 cu ordonatele respective.

Este de dorit, evident, ca această caracteristică a TB, reprezentată prin graficul din fig. 4.3.7, să fie uniformă (o dreaptă paralelă cu axa frecvenței) pînă la frecvențe cît mai înalte, ceea ce ar arăta că TB poate să amplifice constant semnale cuprinse într-un spectru larg de frecvențe. Practic,  $|\underline{\beta}|$  este cvasiconstant (apropiat de  $\beta_0$ ) pînă la frecvențe de ordinul  $10^4$ – $10^6$  Hz și apoi scade treptat.

**FRECVENȚE LIMITĂ.** Pentru caracterizarea prin parametri numerici a calității TB în ce privește comportarea sa cu frecvența, se introduc așa-numitele frecvențe limită. Ele trebuie să îndeplinească condiția de a fi ușor de măsurat și interpretabile fizic. Cele mai uzuale sînt: frecvența limită  $f_\beta$ , frecvența de tăiere  $f_T$  și frecvența limită  $f_a$ .

Frecvența limită  $f_\beta$  este frecvența la care  $|\underline{\beta}|$  scade la  $1/\sqrt{2} = 0,707$  (sau cu 3 dB) din valoarea sa  $\beta_0$  de la joasă frecvență. Aplicînd această definiție relației (4.3.26) avem  $|\underline{\beta}|_{f=f_\beta} = \beta_0/\sqrt{2}$ , de unde  $2\pi f_\beta \cdot (C_\pi + C_\mu)/g_m = 1$  sau

$$f_\beta = \frac{g_m}{2\pi\beta_0(C_\pi + C_\mu)}, \quad (4.3.27)$$

iar dependența (4.3.26) poate fi scrisă sub forma compactă

$$\left| \frac{\underline{\beta}}{\beta_0} \right| = \frac{1}{\sqrt{1 + (f/f_\beta)^2}}. \quad (4.3.28)$$

La frecvențe superioare  $f > (3 - 4)f_\beta$ , expresia (4.3.28) devine

$$|\underline{\beta}| \simeq \beta_0 f_\beta / f, \quad (4.3.29)$$

ceea ce denotă o relație liniară între  $\log |\underline{\beta}|$  și  $\log f$ , deoarece (4.3.29) poate fi scrisă astfel:  $\log |\underline{\beta}| = \log \beta_0 f_\beta - \log f$ .

Frecvența de tăiere  $f_T$  este frecvența la care  $|\beta|$  scade la valoarea 1. Întotdeauna  $f_T \gg f_\beta$ , și deci la  $f = f_T$  putem aplica relația (4.3.29) punind  $|\beta|(f_T) = 1$ . Obținem

$$f_T = \beta_0 f_\beta. \quad (4.3.30)$$

Frecvența limită  $f_\alpha$  este frecvența la care modulul  $|\alpha|$  al amplificării de curent cu ieșirea în scurtcircuit pentru conexiunea BC ( $\alpha \doteq I_c/I_e$ ) scade la  $1/\sqrt{2}$  din valoarea sa  $\alpha_0$  de la joasă frecvență. Procedind ca în cazul determinării frecvenței  $f_\beta$ , găsim

$$f_\alpha = \frac{g_m + g_\pi}{2\pi C_\pi}, \quad (4.3.31)$$

unde  $g_\pi = 1/r_\pi$ . Comparînd (4.3.31) cu (4.3.27) și avînd în vedere că  $g_\pi \ll g_m$  și  $C_\mu \ll C_\pi$ , rezultă că

$$f_\alpha \simeq \beta_0 f_\beta. \quad (4.3.32)$$

Prin urmare,  $f_\alpha$  este mult mai mare decît  $f_\beta$  și de același ordin de mărime cu frecvența de tăiere  $f_T$ .

Este de dorit, desigur, ca un TB să posede frecvențe limită cît mai înalte.

Subliniem faptul că, datorită dependenței parametrilor circuitului echivalent de polarizare TB (în principal de curentul de colector  $I_C$ ), forma caracteristicii de frecvență, ca și frecvențele limită, este influențată de punctul de repaus  $M$ . Menționăm că și prin  $\beta_0$  se transmite această influență, deoarece factorul  $\beta_0$  este independent de curentul de colector numai într-un domeniu restrîns al valorilor  $I_C$  moderate. La curenți mici crește lent cu  $I_C$ , iar la curenți mari scade relativ rapid cu creșterea lui  $I_C$ .

#### 4.3.4. MODELUL DE CUADRIPOLE HIBRID PENTRU SEMNALE MICI

**PARAMETRI DE CUADRIPOLE.** Am menționat la începutul capitolului 4.3.2 că un alt mod de a caracteriza tranzistorul bipolar, în regim dinamic de semnal mic constă în a considera tranzistorul drept un cuadripol (diport) și de a descrie comportarea sa la terminale fără a examina procesele fizice din dispozitiv.

Cuadripolul este un circuit electric căruia îi sînt accesibile 2 perechi de borne (2 porți), ca în fig. 4.3.8: o pereche de intrare (11') — variabilele electrice asociate fiind tensiunea de intrare  $v_1$  și curentul de intrare  $i_1$  — și o pereche de ieșire (22') la care variabilele de ieșire sînt  $v_2$  și  $i_2$ . Deoarece curenții depind de ambele

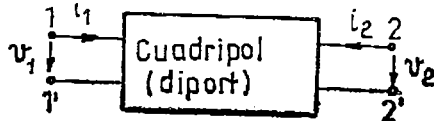


Fig. 4.3.8.

tensiuni, se pot scrie două relații independente între cele 4 variabile. Relațiile respective se numesc ecuații de cuadripol.

Pentru un cuadripol liniar, ecuațiile respective sînt și ele liniare. Cei 4 coeficienți care intervin în ecuații se numesc parametri de cuadripol. Ei depind de structura cuadripolului, dar se pot determina ușor, de exemplu prin așa-numitele măsurători în gol și în scurtcircuit (se măsoară imitanța (impedanța sau admitanța) de intrare, ieșire sau transfer, cînd semnalul de măsurare se aplică la o poartă iar cealaltă este în gol sau în scurtcircuit).

Semnificația electrică a parametrilor de cuadripol și, deci, dimensiunile lor depind de alegerea variabilelor dependente și independente din ecuațiile de cuadripol. Astfel, există parametrii impedanță ( $z_{ij}$ , cu  $i, j = 1, 2$ ), admitanță ( $y_{ij}$ ) sau hibrizi ( $h_{ij}$ ) — ultimii fiind neomogeni (unul impedanță, altul admitanță, iar ceilalți doi — numere).

Tranzistorul funcționînd în regim dinamic de semnal mic, se comportă liniar pentru componentele de semnal și, ca urmare, pentru aceste variabile el poate fi modelat cu un cuadripol liniar. În consecință, TB poate fi descris în mod echivalent prin diverse seturi de parametri. Numărul acestora este mare, întrucît pentru fiecare conexiune fundamentală (EC, BC, CC) există seturi distincte. Al treilea indice ( $e, b, c$ ) desemnează conexiunea; astfel, avem:  $z_{11e}, z_{12e}, z_{21e}, z_{22e}$  — parametrii impedanță pentru conexiunea EC;  $h_{11b}, h_{12b}, h_{21b}, h_{22b}$  — parametrii hibrizi pentru conexiune BC etc.

Un set complet de 4 parametri de cuadripol este necesar și suficient pentru caracterizarea TB în regim dinamic de semnal mic, pentru punct de funcționare, frecvență și temperatură specificate. Există tabele cuprinzînd relațiile de conversiune a parametrilor de la un set la oricare altul. Obținerea acestor relații nu implică dificultăți de ordin principal, dar calculele pot fi laborioase dacă nu se adoptă o abordare matriceală, problema constînd de fapt în scrierea ecuațiilor de cuadripol în termenii celor două seturi și identificarea coeficienților.

De menționat că parametrii de cuadripol pentru semnale armonice mici sînt, în general, mărimi complexe. La frecvențe joase devin mărimi reale.

**PARAMETRII  $h$  PENTRU CONEXIUNEA EC.** Vom prezenta parametrii de cuadripol hibrizi la frecvențe joase pentru conexiunea EC, care sînt relativ frecvent indicați în cataloage, datorită avantajelor prezentate: se măsoară ușor, trei dintre ei au corespondenți printre parametrii naturali și, ca urmare, interpretarea lor fizică este evidentă.

Cuadripolul pe care trebuie să-l avem în vedere pentru a introduce parametrii  $h_{ij}$ , este cel cu schema din fig. 4.3.9. De subliniat că TB din această schemă este polarizat corect în regiunea activă directă, deci funcționează în punctul static  $M(V_{BE}, I_B, I_C, V_{CE})$ . Se aplică semnalul mic de joasă frecvență  $v_b$  la intrare (11') și o rezistență de sarcină la ieșire (22'). Ca urmare, peste componentele continue din  $M$  se suprapun componentele alternative de semnal mic  $v_b, i_b, i_c, v_{ce}$ . Pentru aceste compo-



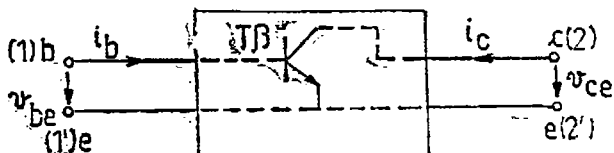


Fig. 4.3.9.

nente scriem ecuațiile de cuadripol în următoarea alegere convenabilă a variabilelor: curentul de intrare ( $i_b \equiv i_1$ ) și tensiunea de ieșire ( $v_c \equiv v_2$ ) — variabile independente iar tensiunea de intrare ( $v_b \equiv v_1$ ) și curentul de ieșire ( $i_c \equiv i_2$ ) — variabile dependente. Atunci ecuațiile de cuadripol sunt:

$$\left. \begin{aligned} v_b &= h_{11e} i_b + h_{12e} v_c & (a) \\ i_c &= h_{21e} i_b + h_{22e} v_c & (b) \end{aligned} \right\} \quad (4.3.33)$$

Denumirile și relațiile de definiție ale celor 4 parametri rezultă din ecuațiile de cuadripol (4.3.33):

— rezistența de intrare cu ieșirea în scurtcircuit

$$h_{11e} = \left. \frac{D}{i_b} \frac{v_{be}}{i_b} \right|_{v_{ce}=0} \quad (4.3.34)$$

— factorul de reacție de tensiune cu intrarea în gol

$$h_{12e} = \left. \frac{D}{v_{be}} \frac{v_{be}}{v_{ce}} \right|_{i_b=0}; \quad (4.3.35)$$

— factorul de amplificarea de curent cu ieșirea în scurtcircuit

$$h_{21e} = \left. \frac{D}{i_b} \frac{i_c}{i_b} \right|_{v_{ce}=0} \quad (4.3.36)$$

— conductanța de ieșire cu intrarea în gol

$$h_{22e} = \left. \frac{D}{v_{ce}} \frac{i_c}{v_{ce}} \right|_{i_b=0} \quad (4.3.37)$$

Denumirea completă a fiecărui parametru  $h$  ar trebui să includă și specificația că este parametru dinamic de semnal mic pentru conexiunea EC, fapt pe care însă îl subînțelegem.

Indicii 1 și 2 din notația  $h_{ij}$  și ordinea lor se corelează cu variabilele de semnal (1 — variabilă de intrare, 2 — de ieșire), respectiv cu poziția acestora în raportul de definiție (primul — variabilă de la numărător, al doilea — de la numitor); astfel, de exemplu,  $h_{21e}$  este raportul dintre o variabilă de ieșire ( $i_c$ ) și una de intrare ( $i_b$ ).

Se mai utilizează și notațiile echivalente  $h_{ie} \equiv h_{11e}$ ,  $h_{re} \equiv h_{12e}$ ,  $h_{fe} \equiv h_{21e}$  și  $h_{oe} \equiv h_{22e}$ , indicii  $i$ ,  $r$ ,  $f$  și  $o$  fiind inițialele cuvintelor englezești input, reverse, forward și output.

Comparând definițiile parametrilor  $h_{11e}$ ,  $h_{21e}$  și  $h_{22e}$  cu cele ale parametrilor naturali  $r_\pi$ ,  $\beta$  și  $r_o$ , rezultă egalitățile (valabile la frecvențe joase):

$$h_{11e} = r_\pi, \quad h_{21e} = \beta \simeq \beta_0, \quad h_{22e} = 1/r_o. \quad (4.3.38)$$

Prin urmare, ordinele de mărime tipice sînt: pentru  $h_{11e}$  — unități, zeci de  $k\Omega$ ;  $h_{21e}$  — zeci, sute;  $1/h_{22e}$  — zeci, sute de  $k\Omega$ .

Factorul de reacție  $h_{12e}$  (denumit și factor de transfer invers de tensiune), care este de ordinul  $10^{-4}$ , este o măsură a influenței tensiunii  $v_{ce}$  asupra curentului  $i_b$ , după cum rezultă din ec. (4.3.33 a):  $i_b = (v_{be} - h_{12e}v_{ce})/h_{11e}$ . Se observă însă, că în vreme ce  $v_{be}$  intervine cu coeficientul 1 (în factorul tensiune din paranteză),  $v_{ce}$  intervine cu un coeficient de ordinul  $10^{-4}$ . Ca urmare, în primă aproximație, se poate considera că  $h_{12e} \simeq 0$ , ceea ce înseamnă neglijarea efectului tensiunii  $v_{ce}$  asupra lui  $i_b$ .

**CUADRIPOUL CU PARAMETRI  $h$ .** Pe baza sistemului (4.3.33) se elaborează cuadripolul echivalent de semnal mic cu parametri  $h$  pentru  $TB$ , conform schemei din fig. 4.3.10. În circuitul de intrare acționează semnalul  $v_{be}$ , la care se adăunează tensiunea  $-h_{12e}v_{ce}$ , reprezentînd o parte din tensiunea  $v_{ce}$  de la ieșire, denumită tensiune de reacție. Suma algebrică a celor două tensiuni, aplicată rezistenței de intrare, determină curentul de intrare  $i_b$ .

La bornele de ieșire ( $c$ ,  $e$ ) se conectează de regulă o sarcină, în cazul cel mai simplu o rezistență. În circuitul de ieșire acționează sursa de curent  $h_{21e}i_b$ , care debitează pe grupul format din rezistența  $1/h_{22e}$  în paralel cu sarcina. Curentul  $i_c$  este cel care derivă prin sarcină; ca și tensiunea de ieșire  $v_{ce}$ , el va depinde de semnal, de parametrii  $h$  și de sarcină.

Am arătat că în practică  $h_{12e}$  se poate neglija. De asemenea, în practică rezistența  $1/h_{22e}$  (care este de ordinul zecilor sau sutelor de  $k\Omega$ ) este mult mai mare decît impedanța de sarcină (cu valori uzuale de ordinul unităților de  $k\Omega$ ). Ca urmare, în acest grup paralel putem neglija rezistența mai mare, adică pe  $1/h_{22e}$ . Se ajunge, în felul acesta, la cuadripolul  $h$  simplificat cu schema din fig. 4.3.11, și care nu diferă prin nimic de circuitul natural fundamental, deoarece  $h_{11e} = r_\pi$  iar  $h_{21e} = \beta_0$ .

Menționăm, în încheierea acestui capitol, că în cataloage se dau cîțiva parametri de semnal mic aparținînd diverselor seturi (naturali,  $h$ ,  $z$ ,  $y$  — conexiune  $EC$  sau  $BC$ ). Uneori, din aceștia putem deduce alți parametri

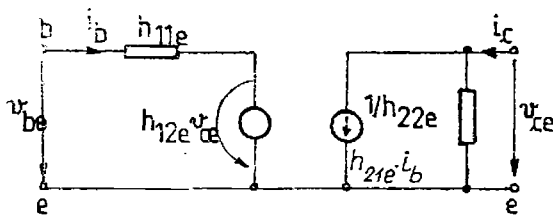


Fig. 4.3.10.

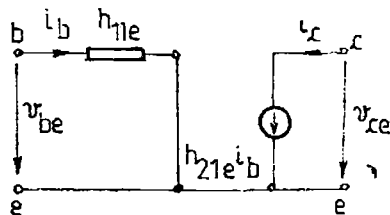


Fig. 4.3.11.

de interes, pe baza relațiilor de conversiune tabelate. Parametrii indicați, ca și cei determinați pe baza lor, sînt valabili pentru condițiile de polarizare, frecvență și temperatură specificate. Dacă ne interesează alți parametri sau valorile în alte condiții de funcționare, vom recurge la măsurători.

## 4.4. AMPLIFICAREA SEMNALELOR DE AUDIOFRECVENȚĂ. REAȚIA

În cap. 4.4 se tratează amplificarea semnalelor de audiofrecvență (AF) și fenomenul de reacție, folosind tranzistorul bipolar ca dispozitiv electronic activ. Studiind amplificatorul de semnal mic cu TB în conexiune EC, examinăm problemele legate de polarizarea tranzistorului, calculul elementelor din schemă și stabilirea caracteristicii de frecvență pe baza analizei de semnal mic la frecvențe medii, joase și înalte din banda de AF.

În studiul privind reacția stabilim, pe baza schemei serie—paralel, expresia amplificării cu reacție, tipurile de reacție, condiția lui Barkhausen și proprietățile reacției negative; în același context analizăm repetorul pe emitor.

În finalul capitoului se analizează regimul de amplificare la semnale mari.

### 4.4.1. AMPLIFICATORUL DE SEMNAL MIC

**SCHEMA TIPICĂ.** În fig. 4.4.1 este prezentată schema tipică a unui amplificator de semnal mic de AF. TB funcționează în conexiune EC.

Să prezentăm componentele schemei, cu denumirile uzuale și funcțiile îndeplinite, indicînd totodată pentru parametrii elementelor de circuit cîte o valoare tipică.

GS este un generator de semnal sinusoidal, cu  $f \in (20 \text{ Hz}, 20 \text{ kHz})$  și tensiune  $v_g = V_g \sin \omega t$  ( $\omega = 2\pi f$ ), reprezentînd semnalul de amplificat. Generatorul de semnal propriu-zis (cu nivel de tensiune și frecvență reglabile și etalonate) se folosește la măsurători și reglaje. În funcționarea obișnuită a amplificatorului, semnalul de audiofrecvență provine fie de la un traductor acusto-electric (cum este microfonul), fie de la un etaj amplificator precedent.

De la generator, la intrarea  $II'$  a amplificatorului, semnalul se transmite prin  $C_I$ , denumit condensator de cuplaj la intrare (val. tip.  $50 \mu\text{F}$ ). El are rolul de a separa GS de intrarea  $II'$  în ce privește componenta de c.c. Dacă  $v_g$  este suprapus peste o tensiune continuă mare (cum este cazul obținerii semnalului de la un etaj amplificator precedent) și GS se conectează direct la  $II'$ , acea tensiune continuă fie că va periclita TB, fie că-l va bloca, în funcție de mărimea și polaritatea ei.

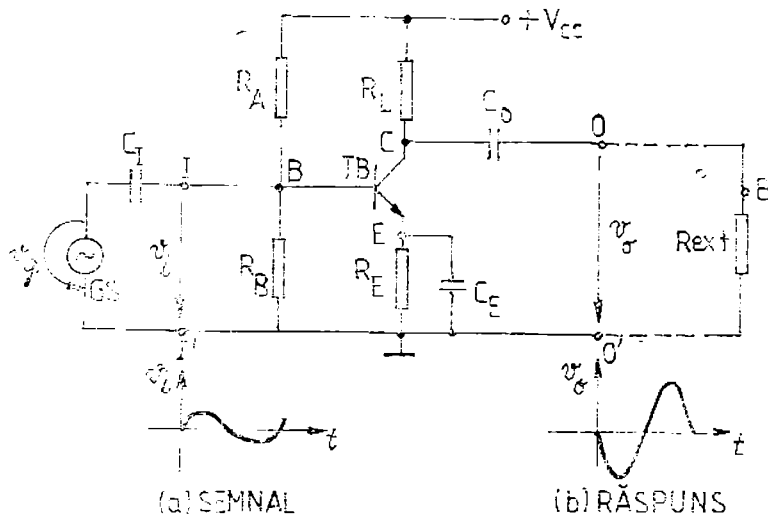


Fig. 4.4.1.

Tensiunea alternativă  $v_i$  de la poarta  $II'$ , constituie semnalul de intrare în etajul amplificator pe care îl studiem. (Uzual, un etaj, dintr-un lanț de amplificare, se consideră ca fiind cel cuprins între terminalul de comandă al dispozitivului activ — la noi baza  $B$  a  $TB$  — și terminalul de comandă al următorului dispozitiv — de exemplu baza  $B'$  a unui alt tranzistor.)

$R_A$  și  $R_B$  (val. tip.  $50\text{ k}\Omega$ , respectiv  $5\text{ k}\Omega$ ) sînt rezistențe de polarizare și servesc la obținerea tensiunii de polarizare  $V_{BE}$  de la sursa comună de colector  $V_{CC}$ .

$R_L$  este rezistența de sarcină a tranzistorului (val. tip.  $5\text{ k}\Omega$ ). De pe ea se culege tensiunea de semnal amplificată.

$R_E$  (val. tip.  $0,5\text{ k}\Omega$ ) se numește rezistență de emitor și servește la stabilizarea punctului mediu de funcționare  $M$  față de variațiile de temperatură ce afectează  $TB$ .

$C_E$  (val. tip.  $500\text{ }\mu\text{F}$ ) este condensatorul de emitor (sau condensator de decuplare a rezistenței de emitor  $R_E$ ) și are rolul de a scurtcircuita rezistența  $R_E$  pentru componenta de semnal a curentului de emitor. Dacă lipsește  $C_E$ , pe  $R_E$  apare și o tensiune alternativă, care determină micșorarea amplificării etajului.

$C_O$  (val. tip.  $50\text{ }\mu\text{F}$ ) este condensatorul de cuplaj la ieșire. Transmite către poarta de ieșire  $OO'$  tensiunea de semnal amplificată  $v_o$ , realizînd totodată separarea de c.c. între  $TB$  și intrarea etajului următor.

Bornele de ieșire  $OO'$  (v. fig. 4.4.1) nu sînt de regulă în gol, deoarece răspunsul  $v_o$  al etajului se aplică unei impedanțe de sarcină exterioare, în cazul cel mai simplu unei rezistențe  $R_{ext}$ . În cele mai multe cazuri  $R_{ext}$  reprezintă rezistența de intrare a etajului amplificator următor.

Amplificatorul pe care îl studiem, cu schema din fig. 4.4.1, se mai numește și amplificator de tip  $RC$ , deoarece sarcina tranzistorului este o rezistență ( $R_L$ ), iar cuplajul cu etajul următor se realizează printr-un condensator ( $C_Q$ ). În felul acesta îl distingem de alte variante constructive, cum este amplificatorul  $LC$  (la care sarcina tranzistorului este o inductanță) sau amplificatorul cu cuplaj prin transformator.

Funcționarea amplificatorului, adică transferul semnalului de la intrarea  $II'$  până la ieșirea  $OO'$ , este cea prezentată calitativ în cap. 4.1.2 (v. și fig. 4.1.3). Trebuie să mai adăugăm că la ieșirea  $OO'$  există numai tensiunea alternativă  $v_o$ , cea continuă (existentă între  $C$  și masă) fiind blocată de  $C_Q$ . Se observă, de asemenea, că pentru curentul de semnal  $i_e$ , elementele  $R_L$  și  $R_{ext}$  sînt conectate în paralel deoarece, cum vom vedea, reactanța lui  $C_Q$  (ca și a lui  $C_B$ ) este practic nulă. (Pentru semnal, punctele  $C$  și  $O$  sînt echipotenziale, iar borna  $+V_{CC}$  este la masă.)

**POLARIZAREA TRANZISTORULUI.** Pentru a funcționa corect ca amplificator,  $TB$  trebuie polarizat (alimentat în c.c.) astfel ca punctul de repaus  $M$  să fie plasat în zona centrală a regiunii active directe. În felul acesta, punctul de funcționare dinamic poate explora un domeniu larg al caracteristicilor fără a pătrunde în regiunile nefavorabile procesului de amplificare sau protecției tranzistorului.

În practică se utilizează o singură sursă pentru polarizarea ambelor joncțiuni (în fig. 4.4.1, sursa  $V_{CC}$ ). Prin circuit sau rețea de polarizare înțelegem circuitul cuprinzînd elementele care servesc la obținerea tensiunilor  $V_{BE}$  și  $V_{CE}$  de la sursa  $V_{CC}$  și aplicarea lor la terminalele respective ale  $TB$ .

Deoarece comportarea  $TB$  este influențată de temperatură, există riscul ca la creșterea temperaturii punctul  $M$  să pătrundă în regiunea de saturație (prin scăderea tensiunii  $V_{CE}$ ), unde dispozitivul nu mai realizează funcția de amplificare. Un circuit de polarizare este eficient dacă stabilizează pe  $M$  față de variațiile de temperatură, menținîndu-l în regiunea activă directă (regiunea permisă), unde a fost plasat inițial, la temperatura uormală.

Există variate scheme de circuite de polarizare. Un exemplu de astfel de circuit, avantajos ca simplitate dar nu și în privința stabilității lui  $M$  cu temperatura, este prezentat în fig. 4.4.2. Sistemul este denumit polarizare de bază pentru a sngera că se fixează curentul de bază  $I_B$ . Într-adevăr dacă dorim să asigurăm polarizarea  $TB$  într-un punct dat  $M$  ( $V_{BE}$ ,  $I_B$ ,  $V_{CE}$ ,  $I_C$ ), vom conecta o rezistență

$$R = \frac{V_{CC} - V_{BE}}{I_B} \simeq \frac{V_{CC}}{I_B}. \quad (4.4.1)$$

Se are în vedere că  $V_{BE} \gg V_{CC}$ . Din (4.4.1), avînd  $V_{CC}$  și  $R$  constante, rezultă că și  $I_B$  este constant (printre altele, independent de temperatură).

Vom arăta însă că, prin creșterea temperaturii,  $M$  poate să pătrundă în regiunea de saturație.

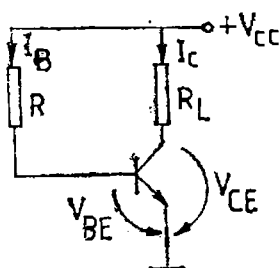


Fig. 4.4.2.

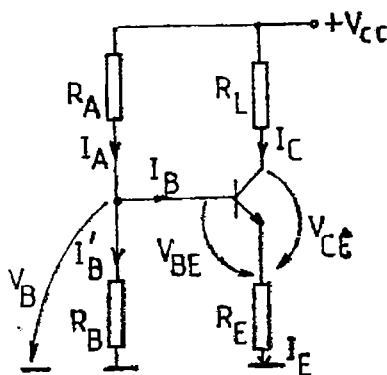


Fig. 4.4.3.

Deși în analizele de prim ordin se face presupunerea că  $\beta_0$  este constant el depinde de fapt de condițiile de funcționare ale TB (v. cap. 4.2.2). În particular, crește cu temperatura datorită majorării timpului de viață al purtătorilor minoritari care traversează baza și a reducerii injecției din bază spre emitorul puternic dotat cu impurități. La TB cu siliciu, creșterea tipică a lui  $\beta_0$  este de 50% la  $\Delta T = 70^\circ\text{C}$ . În schimb  $V_{BED} \simeq V_{BE}$  este cvasiconstant cu temperatura.

Relativ la schema din fig. 4.4.2, să presupunem acum că se mărește temperatura. Tensiunea  $V_{CE}$ , fiind dată de

$$V_{CE} = V_{CC} - R_L I_C = V_{CC} - R_L \beta_0 I_B, \quad (4.4.2)$$

va scădea pentru că în rel. (4.4.2)  $V_{CC}$ ,  $R_L$  și  $I_B$  sînt constante, iar  $\beta_0$  crește cu temperatura. Cînd  $V_{CE}$  scade sub aproximativ 1 V, se intră în regiunea de saturație.

Revenind la amplificatorul de semnal mic (fig. 4.4.1), circuitul său de polarizare, pe care îl redăm în fig. 4.4.3, conține 4 rezistențe:  $R_A$ ,  $R_B$ ,  $R_L$  și  $R_E$ , ultima avînd rolul de asigurare a stabilității lui  $M$  cu temperatura. Sistemul este denumit polarizare de tip *H* (după forma literei sugerate de configurația circuitului) sau polarizare de emitor. Este o schemă eficientă în ce privește stabilitatea lui  $M$  cu temperatura și, de aceea, frecvent utilizată.

Condiția pe care trebuie însă s-o îndeplinească este ca prin divizorul  $R_A$ ,  $R_B$  să circule cu cîrent mult mai mare ca  $I_B$ . Avem atunci

$$I'_B = I_A - I_B \simeq I_A = m I_B, \quad (4.4.3)$$

unde  $m \gg 1$ , uzual luîndu-se  $m = 10$ .

Deoarece  $I_B$  este neglijabil în raport cu cîrentul  $I_A$ , divizorul lucrează practic în gol și deci

$$I_A \simeq I'_B = \frac{V_{CC}}{R_A + R_B}, \quad V_B = V_{CC} \frac{R_B}{R_A + R_B}, \quad (4.4.4)$$

rezultând că  $V_B$  este independent de  $I_B$ . Pe de altă parte

$$V_B = V_{BE} + R_E I_E. \quad (4.4.5)$$

Relația (4.4.5) constrânge pe  $I_E$  să fie cvasiconstant, pentru că toate celelalte mărimi nu se modifică cu temperatura. De fapt, procesul de stabilizare decurge astfel (v. fig. 4.4.4): dacă temperatura crește de la  $T$  la  $T_1$  se mărește  $\beta_0$ , deci și  $I_E$ , dar condiția (4.4.5) obligă pe  $V_{BE}$  să scadă pînă la  $V_{BE1}$ , determinînd însă o micșorare importantă a curentului de bază (de la  $I_B$  la  $I_{B1}$ ); de aici rezultă revenirea lui  $I_E$ , deci și a lui  $I_C$  (cu care este cvasiegal), aproximativ la valoarea inițială. Atunci, nici  $V_{CE} = V_{CC} - R_L I_C - R_E I_E$  sau

$$V_{CE} \simeq V_{CC} - (R_L + R_E) I_C \quad (4.4.6)$$

nu va scădea practic cu temperatura, punctul  $M$  rămînînd în regiunea permisă.

Desigur, mecanismul de stabilizare poate fi privit ca o reacție negativă de curent (pe componenta continuă). Vom vedea ulterior că prin reacție negativă de curent se înțelege readucerea la intrare a unei tensiuni proporționale cu curentul de ieșire ( $I_E$ ), astfel încît variația  $\Delta I_E$  provocată de o cauză oarecare să fie mai mică decît fără reacție. În cazul de față (al circuitului din fig. 4.4.3), tensiunea de reacție este  $R_E I_E$ . Ea se adăunează la polarizarea constantă  $V_B$ , dar cu polaritate inversă, rezultînd  $V_{BE} = V_B - R_E I_E$  (cf. rel. (4.4.5)); în felul acesta, la o creștere a lui  $I_E$  scade  $V_{BE}$ , ceea ce face ca variația efectivă a lui  $I_E$  să fie mai mică.

Se observă că efectul de stabilizare al lui  $M$  crește o dată cu  $R_E$ . Dar nu putem lua pe  $R_E$  prea mare, deoarece, pentru  $V_{CE}$  și  $R_L$  fixate, rezultă un  $V_{CC}$  nepractic de înalt (v. rel. (4.4.6)). Uzual se lucrează cu o cădere de tensiune  $R_E I_E$  mult mai mică decît  $V_{CE}$ , adică

$$R_E I_E \simeq R_E I_C = \frac{1}{m} V_{CE}, \quad (4.4.7)$$

cu  $m \gg 1$  (uzual  $m = 10$ ).

**CALCULUL ELEMENTELOR DIN SCHEMĂ.** Putem trece acum la calculul elementelor din schema amplificatorului (fig. 4.4.1).

Trebuie să cunoaștem mai întîi punctul static  $M$  ( $V_{BE}$ ,  $I_B$ ,  $V_{CE}$ ,  $I_C$ ). El se alege în zona centrală a regiunii active directe pentru a permite punctului dinamic să evolueze în planul caracteristicilor de ieșire, cît mai amplu (în vederea obținerii unei tensiuni  $V_{ce}$  — respectiv, unei puteri utile  $P_{ce} = V_{ce} I_{ce} / 2$  — cît mai mari), fără a părăsi această regiune de funcționare

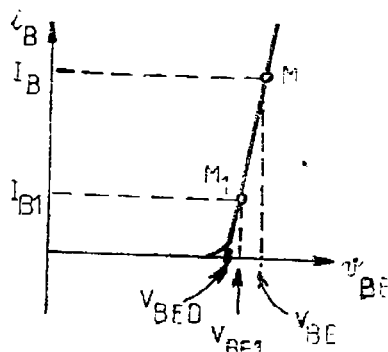


Fig. 4.4.4.

normală. Pentru alegerea lui  $M$  ne servim de catalog (unde găsim familii de caracteristici statice, eventual un punct de funcționare recomandat și parametri statici, ca  $\beta_0$  și  $r_{en}$ ). Ne ajută, de asemenea, modelul pentru semnal mare (de regim static), adică relațiile:  $I_C = (V_{BE} - V_{BED})/r_{en}$  și  $I_C \simeq \beta_0 I_B$ , precum și, dar nu în ultimul rînd, experiența.

Rezistența de sarcină  $R_L$  se alege astfel încît căderea de tensiune continuă pe ea să fie  $V_{CE}$  (sau în jurul acesteia). Scopul este tot acela de a obține o tensiune alternativă  $v_{CE}$  simetrică în cele două alternanțe și de amplitudine cît mai mare. Demonstrăm afirmația considerînd, pentru simplificarea calculului, că ieșirea  $OO'$  este în gol și că  $R_E \ll R_L$ . Avem

$$v_{CE} = V_{CC} - R_L i_C \quad (4.4.8)$$

sau  $v_{CE} = V_{CC} - R_L(I_C + i_e) = V_{CC} - R_L I_C - R_L i_e$ , dar

$$V_{CE} = V_{CC} - R_L I_C \quad (4.4.9)$$

și

$$v_{ce} = -R_L i_e = -R_L I_e \sin \omega t = -V_{ce} \sin \omega t, \quad (4.4.10)$$

unde

$$V_{ce} = R_L I_e \quad (4.4.11)$$

reprezintă amplitudinea componentei alternative a lui  $v_{CE}$ . Atunci, relația (4.4.8), în baza expresiilor (4.4.9)–(4.4.11), devine

$$v_{CE} = V_{CE} + v_{ce} = V_{CE} - V_{ce} \sin \omega t. \quad (4.4.12)$$

Cea mai mare tensiune posibilă pe tranzistor este  $V_{CC}$  (cînd  $TB$  este blocat), și trebuie să apară cînd  $v_{ce}$  trece prin valoarea maximă pozitivă și nu la valori mai mici, pentru că altfel s-ar distorsiona semnalul ( $M$  dinamic pătrunde în regiunea de blocare). Punînd atunci  $v_{CE} = V_{CC}$  și  $\sin \omega t = -1$  în rel. (4.4.12), rezultă

$$V_{CC} = V_{CE} + V_{ce}. \quad (4.4.13)$$

Cea mai mică tensiune posibilă pe  $TB$  este zero (neglijăm  $V_{CEsat}$ ). Atunci trebuie să avem  $v_{ce} = -V_{ce}$ . În această situație (4.4.12) se scrie

$$0 = V_{CE} - V_{ce}. \quad (4.4.14)$$

Din rel. (4.4.13) și (4.4.14):  $V_{CC} = 2V_{CE}$ . Apoi rel. (4.4.9) ne dă

$$R_L I_C = V_{CE}. \quad (4.4.15)$$



O dată alese  $M$  și  $m$ , elementele aferente sistemului de polarizare se determină pe baza rel. (4.4.3)–(4.4.7) și (4.4.15), de preferință în ordinea următoare:

$$\left. \begin{aligned} R_L &= \frac{V_{CE}}{I_C}, & (a) \\ R_E &= \frac{V_{CE}}{mI_C}, & (b) \\ V_{CC} &= V_{CE} + (R_L + R_E)I_C, & (c) \\ R_B &= \frac{V_{BE} + R_E I_C}{mI_B}, & (d) \\ R_A &= \frac{V_{CC}}{mI_B} - R_B. & (e) \end{aligned} \right\} \quad (4.4.16)$$

De observat că nu este obligatoriu să folosim în relațiile (d) și (e) valoarea  $m$  aleasă în (b). În orice caz, eficiența stabilizării lui  $M$  crește cu  $m$ , dar totodată se majorează și puterea absorbită de divizorul  $R_A, R_B$ .

Mai avem de calculat capacitățile condensatoarelor  $C_I, C_O$  și  $C_E$ .

Capacitățile  $C_I$  și  $C_O$  trebuie să fie mari, astfel încât reactanțele lor, chiar la frecvența minimă de semnal, să fie mult mai mici decât rezistența cu care este conectată în serie și de pe care se culege semnalul spre a fi transmis mai departe. Se observă clar în fig. 4.4.1 că  $C_O$  este în serie cu  $R_{ext}$ , formînd un divizor de tensiune. Dacă  $1/\omega_{min}C_O \ll R_{ext}$ , întreaga tensiune alternativă de la ieșirea TB o regăsim la poarta  $OO'$  sub forma răspunsului  $v_o$ . Relația de calcul pentru  $C_O$  este atunci

$$C_O \gg \frac{1}{\omega_{min}R_{ext}} \quad \text{sau} \quad C_O = \frac{m}{\omega_{min}R_{ext}}, \quad (4.4.17)$$

unde  $m \geq 10$  (uzual  $m = 10$ ),  $\omega_{min} = 2\pi f_{min}$ , iar  $f_{min}$  este frecvența minimă de semnal (în AF,  $f_{min} = 20$  Hz).

Pentru  $C_I$  problema se pune în același mod. Locul lui  $R_{ext}$  este luat de rezistența văzută la dreapta bornelor de intrare  $II'$ . Ea se numește rezistență de intrare a amplificatorului,  $R_{in}$ , și se va determina ulterior, în cadrul analizei amplificatorului la frecvențe medii. Prin urmare, relația de calcul pentru  $C_I$  este

$$C_I \gg \frac{1}{\omega_{min}R_{in}} \quad \text{sau} \quad C_I = \frac{m}{\omega_{min}R_{in}}. \quad (4.4.18)$$

Relativ la  $C_E$ , am arătat că are rolul de a scurtcircuita pe  $R_E$  pentru componenta de semnal, ceea ce impune  $1/\omega_{min}C_E \ll R_E$ , de unde

$$C_E \gg \frac{1}{\omega_{min}R_E} \quad \text{sau} \quad C_E = \frac{m}{\omega_{min}R_E}. \quad (4.4.19)$$

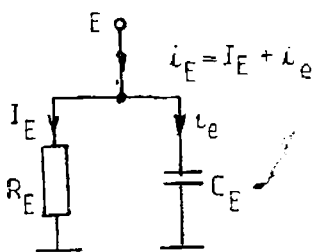


Fig. 4.4.5.

Condiția  $R_E \ll R_L$  (ce rezultă din exp. (4.4.16 a, b)), împreună cu (4.4.19) asigură o impedanță între emitor și masă,  $Z_E = R_E \parallel 1/j\omega C_E$ , cu cel puțin 2 ordine de mărime inferioară lui  $R_L$ . Ca urmare, tensiunea alternativă  $v_e$  de pe  $Z_E$  este neglijabilă în raport cu  $v_{ce}$ . Dacă lucrurile n-ar fi stat astfel, atunci  $v_e$ , reprezentând o tensiune de reacție negativă (care se scade din  $v_i$ ), ar fi dus la micșorarea amplificării etajului. Prezența lui  $C_E$  nu afectează rolul lui  $R_E$ .  $C_E$  se mai numește și condensator de decuplare a rezistenței de emitor  $R_E$ , deoarece componentele curentului de emitor care părăsesc împreună terminalul  $E$  (v. fig. 4.4.5) sînt decuplate (separate una de cealaltă) de către grupul  $R_E, C_E$ . Prin  $R_E$  trece practic numai componenta continuă  $I_E$ , iar prin  $C_E$  trece în cvasitotalitate  $i_e$ , întrucît impedanța ramurii capacitive este neglijabilă în raport cu a celei rezistive, conform rel. (4.4.19).

**ANALIZA DE SEMNAL MIC LA FRECVENȚE MEDII.** Prin analiză de semnal mic înțelegem calculul parametrilor dinamici ai amplificatorului în condiții de semnal mic și apoi, eventual, elaborarea circuitului echivalent (Thévenin sau Norton) al amplificatorului privit ca sursă de semnal.

Principalii parametri dinamici ai amplificatorului sînt impedanța de intrare, amplificarea de tensiune și impedanța de ieșire. Mai pot fi apoi derivați și alții, ca amplificarea de curent și de putere. În general, parametrii respectivi sînt mărimi complexe.

Ne vom referi la frecvențele medii din spectrul de AF, adică la cele cuprinse, aproximativ, între 300 și 3000 Hz. La asemenea frecvențe, parametrii dinamici sînt mărimi reale pentru că influența elementelor reactive, atît ale TB cît și cele exterioare, este neglijabilă.

Mai precis, la frecvențe medii din banda AF, putem omite capacitățile din circuitele echivalente de semnal mic ale TB, iar condensatoarele de cuplaj pot fi considerate niște scurtcircuite.

În felul acesta, folosind pentru TB modelul natural fundamental din fig. 4.3.3., schema echivalentă de semnal mic pentru frecvențe medii din banda de AF a amplificatorului cu schema din fig. 4.4.1 va fi cea dată în fig. 4.4.6.

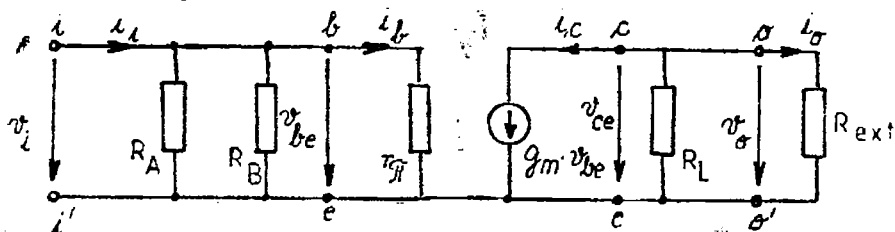


Fig. 4.4.6.

Circuitul echivalent include elementele care intervin în transferul semnalului, de la bornele de intrare  $II'$  unde se aplică  $v_i$  și pînă la cele de ieșire  $OO'$  unde se culege răspunsul  $v_o$ . Trebuie să includem și  $R_{ext}$  pentru că, după cum am arătat,  $v_o$  depinde de valoarea lui  $R_{ext}$ . Am arătat, de asemenea, că din punct de vedere alternativ (al semnalului)  $R_A$  este în paralel cu  $R_B$  iar  $R_L$  cu  $R_{ext}$ . Nu apar în schema echivalentă  $C_o$  și grupul  $R_B, C_B$ , fiindcă ele se comportă practic ca niște scurtcircuite.

În schema din fig. 4.4.6,  $i_i$  reprezintă curentul de intrare, iar  $i_o$  — curentul de ieșire (ambele — componente de semnal).

Prin definiție, rezistența de intrare totală ( $R_{inT}$ ) este raportul dintre tensiunea de intrare  $v_i$  și curentul de intrare  $i_i$ . Observăm, din schemă, că acest raport este tocmai rezistența echivalentă a grupului  $R_A, R_B$  și  $r_\pi$  conectate în paralel, deci

$$R_{inT} \stackrel{D}{=} \frac{v_i}{i_i} = R_A || R_B || r_\pi \simeq \frac{R_B r_\pi}{R_B + r_\pi} \equiv \frac{R_B h_{ie}}{R_B + h_{ie}}; \quad (4.4.20)$$

S-a avut în vedere că  $R_A \gg R_B, r_\pi$ . Valorile tipice ale lui  $R_{inT}$  sînt de ordinul unităților de  $k\Omega$ . Este de dorit ca ea să fie cît mai mare, pentru ca generatorul de semnal (respectiv, etajul precedent) să nu fie solicitat. Facem observația că, adesea, prin rezistență (impedanță) de intrare (pe care noi o vom nota  $R_{in}$ , respectiv  $Z_{in}$ ) se înțelege cea prezentată semnalului  $v_i$  numai de circuitul prin care trece curentul terminalului de comandă al dispozitivului amplificator. În cazul de față,  $R_{in}$  este rezistența văzută la dreapta bornelor  $b$  și  $c$  (fig. 4.4.6), adică  $R_{in} \stackrel{D}{=} v_i/i_b = r_\pi$ .

Să calculăm acum tensiunea de ieșire  $v_o$ . Observăm, din schemă (fig. 4.4.6), că ea reprezintă căderea de tensiune produsă de  $i_c$  pe grupul  $R_L || R_{ext}$ , dar luată cu semn schimbat pentru că  $i_c$  intră în acest grup prin borna  $o'$  și nu  $o$ . Avînd în vedere schema, putem scrie  $v_o = -i_c R_L || R_{ext}$  și  $i_o = g_m v_{be} = g_m v_i$ ; prin urmare

$$v_o = -g_m v_i \frac{R_L R_{ext}}{R_L + R_{ext}}.$$

Notăm cu  $R_{LT}$  rezistența totală de sarcină:

$$R_{LT} = \frac{R_L R_{ext}}{R_L + R_{ext}}. \quad (4.4.21)$$

Tensiunea de ieșire devine

$$v_o = -g_m R_{LT} \cdot v_i. \quad (4.4.22)$$

Amplificarea de tensiune a etajului ( $A$  sau  $A_v$ ) este prin definiție raportul dintre tensiunea de ieșire și cea de intrare; prin urmare

$$A \stackrel{D}{=} \frac{v_o}{v_i} = -g_m R_{LT} \equiv -\frac{h_{me}}{h_{ie}} R_{LT}, \quad (4.4.23)$$

iar

$$|A| = g_m R_{LT} = h_{21e} R_{LT} / h_{11e}. \quad (4.4.24)$$

Am avut în vedere că  $h_{21e} = \beta_0$ ,  $h_{11e} = r_\pi$  și  $g_m = \beta_0 / r_\pi$ .

Observăm din (4.4.23) că amplificarea de tensiune  $A$  depinde nu numai de tranzistor (prin  $g_m$  sau  $h_{21e}$  și  $h_{11e}$ ), ci și de sarcină ( $R_{LT}$ ).  $|A|$  crește cu  $g_m$  (sau  $\beta_0$ ) și  $R_{LT}$ . Rezistența  $R_{ext}$  este fixată de etajul următor, iar  $R_L$  nu se poate lua prea mare, deoarece se reduce corespunzător  $V_{CE}$  dacă  $V_{CC}$  este impus; dacă păstrăm  $V_{CE}$ , rezultă un  $V_{CC}$  nepractic de înalt.

Semnul minus din expresia (4.4.23) arată că  $v_o$  este în contrafază cu  $v_i$ , după cum rezultă de fapt și din relația (4.4.22) sau (4.4.12). În relația de fază menționată am reprezentat grafic semnalul (a) și răspunsul (b)

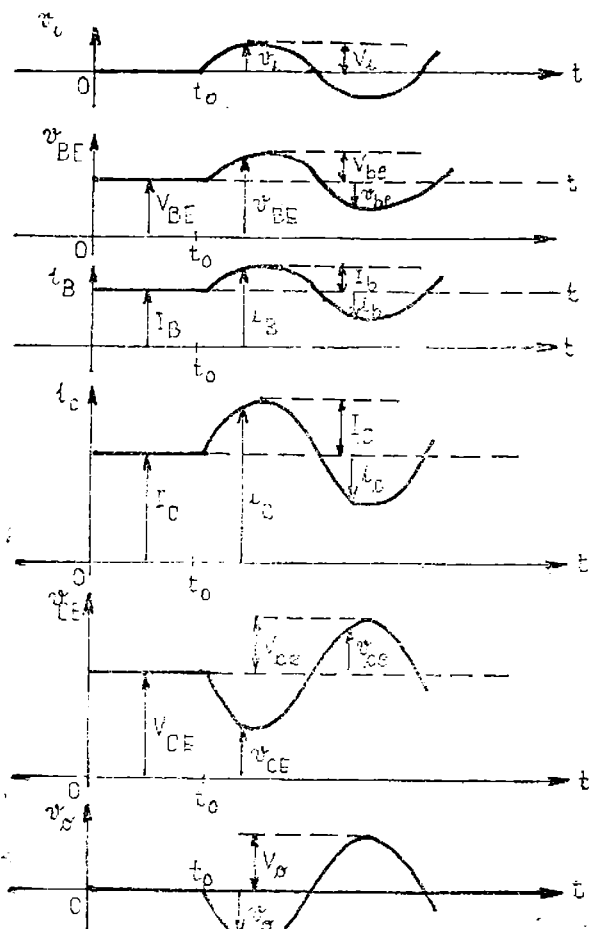


Fig. 4.4.7.

în fig. 4.4.1. Explicația fizică este următoarea (v. fig. 4.4.1); când  $v_i$  crește (să zicem, în alternanța pozitivă), potențialul bazei  $TB$  se mărește,  $i_C$  crește, dar  $v_{CE} \approx V_{CC} - R_L i_C$  scade; însă componenta alternativă a lui  $v_{CE}$  este practic  $v_o$ . Deci  $v_o$  și  $v_i$  sînt în contrafază. În această ordine de idei, am reprezentat în fig. 4.4.7 diagramele temporale ale variabilelor electrice înainte de aplicarea semnalului ( $t < t_0$ , regim static) și după aplicarea lui ( $t > t_0$ , regim dinamic), cu convenția de notații adoptată.

Să determinăm acum rezistența de ieșire a etajului amplificator, privit ca sursă de semnal de la poarta de ieșire  $OO'$  (în fig. 4.4.1), respectiv  $oo'$  (în fig. 4.4.6). Prin definiție, rezistența de ieșire  $R_o$  este raportul dintre tensiunea în gol și curentul de scurtcircuit la poarta de ieșire.

Tensiunea în gol se obține din (4.4.22) înlocuind pe  $R_{LT}$  cu  $R_L$ , deoa-

rece starea de gol la  $oo'$  înseamnă  $R_{ext} \rightarrow \infty$  și conform rel. (4.4.21)  $R_{Lr} = R_L$ . Deci

$$v_{ogol} = -g_m R_L v_i. \quad (4.4.25)$$

Făcînd acum scurtcircuit la  $oo'$ , pentru a calcula curentul de scurtcircuit  $i_{osc}$ , observăm că prin poarta scurtcircuitată trece curentul

$$i_e = g_m v_{be} = g_m v_i$$

în totalitate, dar sensul lui este opus lui  $i_0$  din fig. 4.4.6. Avem deci

$$i_{osc} = -i_e = -g_m v_i. \quad (4.4.26)$$

Aplicînd acum relația de definiție pentru  $R_0$ , obținem :

$$R_0 \stackrel{D}{=} \frac{v_{ogol}}{i_{osc}} = R_L. \quad (4.4.27)$$

Prin urmare, rezistența de ieșire a etajului amplificator se identifică pentru modelul utilizat de noi (circuitul din fig. 4.4.6), cu rezistența  $R_L$ , din circuitul de colector.

Putem acum elabora circuitul echivalent Thévenin (fig. 4.4.8), respectiv Norton (fig. 4.4.9), pe baza teoremelor cu același nume. Circuitul Thévenin este format din sursa de tensiune  $-g_m R_L v_i (v_{ogol})$  în serie cu rezistența de ieșire  $R_L$ , iar circuitul Norton — din sursa de curent  $-g_m v_i (i_{osc})$ , șuntată de aceeași rezistență. Ambele descriu relația răspuns-semnal pe care o realizează amplificatorul modelat cu circuitul de semnal mic din fig. 4.4.6. Calculînd pe baza oricăruia dintre circuite răspunsul  $v_o$ , regăsim rezultatul (4.4.22).

Circuitul echivalent Norton evidențiază intuitiv două aspecte importante: 1) tranzistorul se comportă ca o sursă de curent comandată, în sensul că (în limitele de valabilitate ale acestui model) în sarcina  $R_{Lr} = R_L || R_{ext}$  se injectează curentul  $-g_m v_i$ , care nu depinde de valoarea lui  $R_{Lr}$ , iar acest curent este controlat de semnalul  $v_i$ ; 2) dacă dorim ca amplificatorul să se comporte la

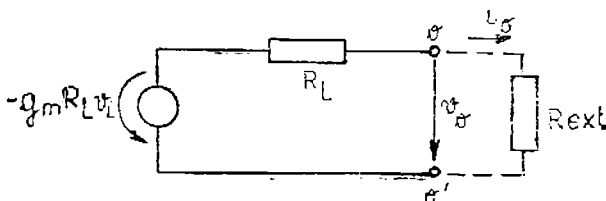


Fig. 4.4.8.

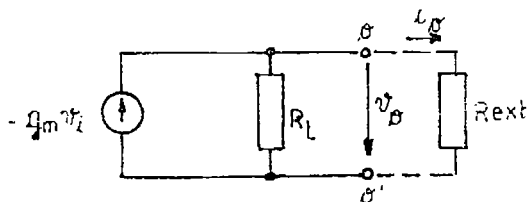


Fig. 4.4.9.

ieșirea  $OO'$  ca o sursă de tensiune  $v_o$  independentă de sarcina  $R_{ext}$ , vom asigura condiția  $R_L \ll R_{ext}$ .

Amplificarea de curent se definește prin raportul  $A_i \stackrel{D}{=} i_o/i_i$ , iar amplificarea de putere prin  $A_p \stackrel{D}{=} P_o/P_i = (V_o I_o/2)/(V_i I_i/2) = A A_i$ . Dacă dorim să calculăm pentru amplificatorul studiat aceste două amplificări, este suficient să mai aflăm pe  $A_i$ , deoarece  $A$  este dat de (4.4.23). Curentul de intrare este, conform rel. (4.4.20),  $i_i = v_i/R_{inT}$ , iar cel de ieșire este  $i_o = v/R_{ext}$ .

Rezultă deci, că  $A_i = (v_o/v_i)(R_{inT}/R_{ext})$ . Prin urmare,

$$A_i = \frac{R_{inT}}{R_{ext}} A \quad (4.4.28)$$

și

$$A_p = \frac{R_{inT}}{R_{ext}} A^2. \quad (4.4.29)$$

Dacă dorim formule explicite pentru  $A_i$  și  $A_p$ , vom introduce în relațiile de mai sus expresiile lui  $R_{inT}$  și  $A$  date de (4.4.20), respectiv (4.4.23).

**AMPLIFICAREA LA FRECVENȚE JOASE.** Dacă la intrarea amplificatorului cu schema din fig. 4.4.1 se aplică semnale de frecvență joasă (potrivit convenției uzuale, sub 300 Hz), transferul acestor semnale va fi influențat de frecvență. Cauza o constituie prezența condensatoarelor de cuplaj  $C_I$  și  $C_O$ , ale căror reactanțe devin relativ mari la frecvențe coborâte și nu mai pot fi considerate niște scurtcircuite.

Să examinăm influența frecvenței asupra celui mai important parametru al etajului, care este amplificarea de tensiune.

În scopul propus, trebuie să completăm circuitul echivalent din fig. 4.4.6 cu capacitatea  $C_O$ . (Deoarece etajul de amplificare este considerat între  $B$  și  $B'$  (v. fig. 4.4.1), de capacitatea  $C_I$  se ține cont la analiza etajului precedent care furnizează semnalul  $v_i$ ; de altfel și experimental, cînd studiem caracteristica de frecvență a etajului de care ne ocupăm, menținem constant  $V_i$  la poarta  $II'$  și înregistrăm  $V_o$  la  $OO'$ !).

Deci, circuitul echivalent pentru frecvențe joase al amplificatorului de semnal mic din fig. 4.4.1 este cel din fig. 4.4.10. Deoarece acum compo-

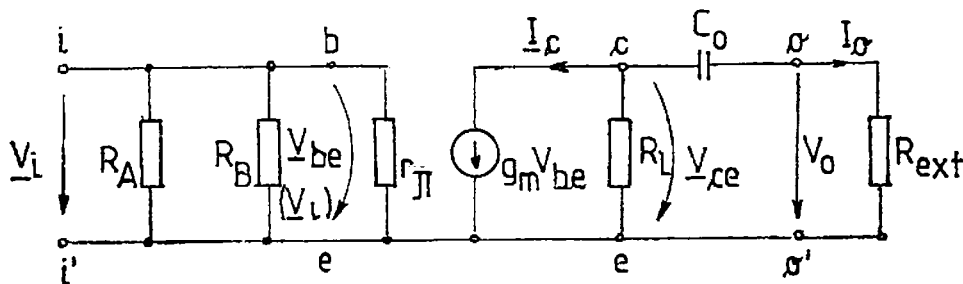


Fig. 4.4.10.

nentele de semnal sînt în relații de fază oarecare, trebuie să lucrăm cu fazori. Luăm ca origine de fază semnalul de intrare  $v_i$ . Deci avem  $v_i = V_i \sin \omega t$  sau, ca fazor,  $\underline{V}_i = V_i \exp(j\omega t) = V_i$ .

Chiar simpla observare a circuitului echivalent ne conduce la concluzia că  $V_o$ , și deci amplificarea de tensiune, scade cînd frecvența se micșorează. Capacitatea  $C_o$  formează un divizor de tensiune împreună cu  $R_{ext}$ . Scăzînd frecvența, reactanța  $1/\omega C_o$  se mărește, crește căderea de tensiune pe  $C_o$ , iar  $V_o$  de pe  $R_{ext}$  se va reduce.

Dar să calculăm amplificarea de tensiune (la frecvențe joase), definită de  $\underline{A}_j \stackrel{D}{=} \underline{V}_o / \underline{V}_i$ , și care acum a devenit o mărime complexă. Avem, conform fig. 4.4.10:

$$\underline{I}_e = g_m \underline{V}_{be} = g_m \underline{V}_i,$$

$$\underline{I}_o = - \underline{I}_e \frac{R_L}{R_L + R_{ext} + 1/j\omega C_o},$$

și

$$\underline{V}_o = R_{ext} \underline{I}_o = - g_m \frac{R_L R_{ext}}{R_L + R_{ext} + 1/j\omega C_o} \underline{V}_i, \quad (4.4.30)$$

de unde

$$\underline{A}_j = - g_m \frac{R_L R_{ext}}{R_L + R_{ext}} \frac{1}{1 + 1/j\omega C_o (R_L + R_{ext})}.$$

Dar  $R_L R_{ext} / (R_L + R_{ext}) \equiv R_{LT}$  și deci, amplificarea de tensiune devine

$$\underline{A}_j = - \frac{g_m R_{LT}}{1 + 1/j\omega C_o (R_L + R_{ext})}, \quad (4.4.31)$$

cu modulul

$$|\underline{A}_j| = \frac{g_m R_{LT}}{\sqrt{1 + 1/[\omega C_o (R_L + R_{ext})]^2}} \quad (4.4.32)$$

și argumentul  $\varphi_j = \pi + \arctg [1/\omega C_o (R_L + R_{ext})]$  sau

$$\varphi_j = \pi + \arctg \omega C_o (R_L + R_{ext}). \quad (4.4.33)$$

Unghiul  $\varphi_j$  reprezintă defazajul răspunsului  $v_o$  față de semnalul  $v_i$ .

Din relațiile precedente rezultă că atât modulul amplificării, cît și argumentul acesteia (faza tensiunii de ieșire) sînt dependente de frecvență. Graficul din fig. 4.4.11, trasat conform dependenței (4.4.32), arată scăderea amplificării de tensiune o dată cu micșorarea frecvenței. Pentru  $\omega \rightarrow 0$ ,  $|\underline{A}_j| \rightarrow 0$ .

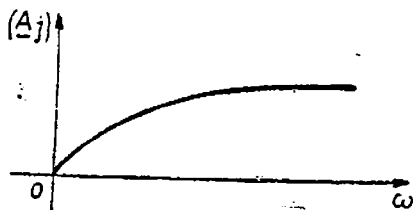


Fig. 4.4.11.

**AMPLIFICAREA LA FRECVENȚE ÎNALTE.** În cazul frecvențelor audio înalte, convențional peste 3000 Hz, transferul semnalelor prin amplificator va fi influențat din nou de frecvență.

Evident că la frecvențe înalte condensatoarele de cuplaj se comportă ca niște scurtcircuite, chiar mai bine decât la frecvențe medii, unde am neglijat deja efectul lor (v. circuitul din fig. 4.4.6). De data aceasta nu mai putem neglija însă capacitățile din modelul Giacioletto al TB și în special capacitatea  $C_{\pi}$  (v. fig. 4.3.3). Reactanța  $1/\omega C_{\pi}$  a tranzistorului următor, care apare în paralel pe  $R_{e\pi}$  între  $B'$  și masă (v. fig. 4.4.1), scade la frecvențe înalte, șuntând sarcina  $R_{LT}$ . De fapt, sarcina din colector a TB din etajul pe care îl examinăm va fi acum o impedanță RC paralel, care scade cu creșterea frecvenței, determinând micșorarea lui  $V_o$ , deci — a amplificării.

La capacitatea  $C_{\pi}$  a tranzistorului următor se adaugă (în paralel) capacitatea parazită  $C_p$  față de masă a montajului (componente, conexiuni) dintre colectorul TB al etajului studiat și baza următorului.

Prin urmare, vom completa circuitul echivalent din fig. 4.4.6 cu o capacitate de intrare în etajul următor  $C_{esi} = C_p + C_{\pi}$ , cu valori tipice care nu depășesc câteva zeci de pF. Acest  $C_{esi}$  șuntează pe  $R_{e\pi}$ .

O capacitate cu totul similară, notată  $C_c$ , apare la intrarea etajului pe care îl studiem și va influența amplificarea de tensiune a etajului precedent.

Adăugînd, așadar, capacitățile  $C_{esi}$  și  $C_c$  la circuitul echivalent din fig. 4.4.6, obținem modelul din fig. 4.4.12, valabil pentru frecvențele audio înalte. Nu apare între  $b$  și  $c$  capacitatea de reacție  $C_{\mu}$  din modelul Giacioletto al TB. Acest  $C_{\mu}$  fiind mic (unități de pF), efectul său este neînsemnat la frecvențe audio (chiar înalte) pentru că reactanța foarte mare  $1/\omega C_{\mu}$  nu cuplează practic cele două impedanțe ( $Z_{ie}$  și  $Z_{oe}$ ) de valori relativ scăzute.

Să calculăm acum amplificarea de tensiune la frecvențe audio superioare,  $A_s = \frac{V_o}{V_i}$ , pe baza modelului din fig. 4.4.12; din aceasta rezultă:

$$I_s = g_m V_{be} = g_m V_i,$$

$$Z_{oe}^{-1} = \frac{1}{R_L} + \frac{1}{R_{esi}} + j\omega C_{esi} = \frac{1 + j\omega C_{esi} R_{LT}}{R_{LT}}$$

și

$$V_o = -I_s Z_{oe} = -g_m \frac{R_{LT}}{1 + j\omega C_{esi} R_{LT}} V_i, \quad (4.4.34)$$

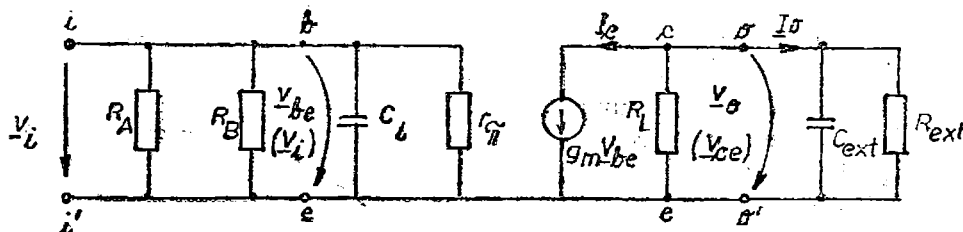


Fig. 4.4.12.



de unde

$$\underline{A}_s = - \frac{g_m R_{LT}}{1 + j\omega C_{est} R_{LT}} \quad (4.4.35)$$

Modulul amplificării de tensiune este

$$|\underline{A}_s| = \frac{g_m R_{LT}}{\sqrt{1 + (\omega C_{est} R_{LT})^2}} \quad (4.4.36)$$

iar argumentul

$$\varphi_s = \pi - \arctan \omega C_{est} R_{LT} \quad (4.4.37)$$

Expresia (4.4.36), ca și graficul corespunzător din fig. 4.4.13, arată că în domeniul frecvențelor audio superioare amplificarea scade treptat cu creșterea frecvenței.

**CARACTERISTICA DE FRECVENȚĂ.** Comportarea amplificatorului de semnal mic în întreaga bandă audio se apreciază prin caracteristica sa de frecvență (numită și caracteristică amplitudine — frecvență). Ea reprezintă dependența grafică sau analitică a modului amplificării de tensiune în funcție de frecvență (sau a tensiunii de ieșire  $V_o$  în funcție de frecvență pentru  $V_i = \text{constant}$ ).

În baza rezultatelor (4.4.24), (4.4.32) și (4.4.36) sîntem în măsură să concretizăm caracteristica de frecvență a amplificatorului audio cu schema din fig. 4.4.1.

Prin urmare, la frecvențe medii amplificarea de tensiune este constantă

$$|A| = g_m R_{LT} \quad (4.4.38)$$

iar la frecvențe joase și înalte depinde de frecvență conform rel. (4.4.32) și (4.4.36).

Să operăm în mod uzual cu caracteristica de frecvență normată la amplificarea de la frecvențe medii, deci cu raportul  $|\underline{A}_f/A|$ , respectiv  $|\underline{A}_s/A|$ . Folosind relațiile amintite, obținem aceste rapoarte:

$$\left| \frac{\underline{A}_f}{A} \right| = \frac{1}{\sqrt{1 + 1/[\omega C_0 (R_L + R_{si})]^2}} \quad (4.4.39)$$

și

$$\left| \frac{\underline{A}_s}{A} \right| = \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega C_{est} R_{LT})^2}} \quad (4.4.40)$$

În care, reamintim,  $\omega = 2\pi f$  este pulsația semnalului,  $f$  — frecvența aces-  
tă,  $C_0$  — capacitatea condensatorului de cuplaj dintre etajul considerat  
și etajul următor,  $C_{est}$  este capacitatea de intrare în etajul următor, iar  
 $R_{LT}$  — rezistența de sarcină totală dată de

$$R_{LT} = \frac{R_L R_{si}}{R_L + R_{si}},$$

unde  $R_L$  este rezistența de sarcină din circuitul de colector, iar  $R_{si}$  —  
rezistența de intrare în etajul următor.



Fig. 4.4.13.

Notînd prin  $|\underline{A}(f)|$  modulul amplificării de tensiune la o frecvență oarecare, atunci  $|\underline{A}(f)/A|$  reprezintă caracteristica de frecvență normalată a amplificatorului. Forma analitică este dată de expresia (4.4.39) pentru frecvențe joase, de exp. (4.4.40) la frecvențe înalte și de  $|\underline{A}(f)/A| = 1$  pentru frecvențe medii. Caracteristica de frecvență grafică (fig. 4.4.14) se obține reprezentînd, în funcție de frecvență, amplificarea ca atare,  $|\underline{A}(f)|$ , sau ca raport  $|\underline{A}(f)/A|$  ori în decibeli:  $|\underline{A}(f)/A| \text{ (dB)} \equiv 20 \log_{10} |\underline{A}(f)/A|$ .

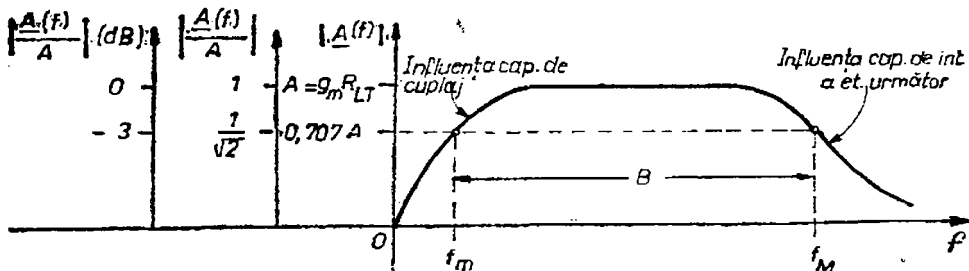


Fig. 4.4.14.

În privința formei caracteristicii de frecvență, este de dorit, desigur, ca ea să fie uniformă (palier) într-o bandă de frecvență cît mai întinsă, care să cuprindă întregul spectru de AF. Astfel, toate semnalele unui program audio vor fi amplificate de același număr de ori. Spunem în acest caz că amplificatorul se caracterizează prin înaltă fidelitate. Dimpotrivă, în cazul unei caracteristici neuniforme, semnalele cu diverse frecvențe sînt amplificate în mod diferit, ceea ce conduce la denaturarea spectrului. Spunem atunci că amplificatorul se caracterizează printr-o slabă fidelitate sau că introduce distorsiuni de frecvență. Prin urmare, abaterea caracteristicii de frecvență de la forma de palier reprezintă o măsură a fidelității în transferul semnalelor de diferite frecvențe, respectiv a gradului de distorsiuni de frecvență.

Examinînd caracteristica din fig. 4.4.14, observăm că ea se abate de la forma de palier (existență la frecvențe medii), atît la frecvențe coborîte cît și la frecvențe înalte, datorită efectelor reactive (capacitive) menționate. Pentru a caracteriza cantitativ, în mod simplu, amplificatorul din acest punct de vedere, se introduc parametrii  $f_m$  — frecvență minimă transmisă și  $f_M$  — frecvență maximă, reprezentînd frecvența joasă, respectiv înaltă, la care amplificarea  $|\underline{A}(f)|$  scade cu 3 dB față de amplificarea  $A$  de la frecvențe medii (sau devine  $A/\sqrt{2} = 0,707 A$ ). (S-a convenit asupra acestei definiții, deoarece scăderea cu 3 dB a amplitudinii semnalului aplicat unei rezistențe înseamnă înjumătățirea puterii dezvoltate de semnal, deci, practic — deprecierea valorii energetice a acestuia).

Să determinăm expresiile frecvențelor  $f_m$  și  $f_M$  în funcție de parametrii elementelor din schema amplificatorului.

Punem condiția de definiție în rel. (4.4.39) pentru  $f_m$  și în (4.4.40) pentru  $f_M$ . Avem

$$\left| \frac{A_s}{A} \right|_{f_m} = \frac{1}{\sqrt{1 + 1/[\omega_m C_O(R_L + R_{ext})]^2}} = \frac{1}{\sqrt{2}},$$

de unde

$$f_m = \frac{1}{2\pi C_O(R_L + R_{ext})}. \quad (4.4.41)$$

De asemenea

$$\left| \frac{A_s}{A} \right|_{f_M} = \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega_M C_{ext} R_{LT})^2}} = \frac{1}{\sqrt{2}},$$

de unde

$$f_M = \frac{1}{2\pi C_{ext} R_{LT}}. \quad (4.4.42)$$

Fiind avantajos pentru fidelitatea amplificatorului ca  $f_m$  să fie cât mai mic și  $f_M$  cât mai mare, din expresiile lui  $f_m$  și  $f_M$  rezultă că trebuie să folosim condensatoare de cuplaj cu capacități  $C_O$  mari și să asigurăm capacități de intrare  $C_{ext}$  reduse. Nu putem alege un  $C_O$  exagerat de mare pentru că va fi voluminos, ceea ce înseamnă că va poseda și o capacitate parazită față de masa apreciabilă, care majorează pe  $C_{ext}$ . Referitor la  $C_{ext}$ , acesta este determinat de tranzistorul următor ( $C_n$ ) și de acuratețea montajului ( $C_p$ ). Cerințele pentru valorile  $R_L$  și  $R_{ext}$  sînt contradictorii:  $f_m$  și  $|A|$  cer  $R_L$  și  $R_{ext}$  mari, iar  $f_M$  cere valori mici. În practică se adoptă o soluție de compromis, avînd totodată în vedere parametrul prioritar al amplificatorului.

Dacă eliminăm parametrii elementelor amplificatorului între rel. (4.4.39) și  $f_m$ , respectiv între rel. (4.4.40) și  $f_M$ , obținem pentru rapoartele  $|A_s/A|$  și  $|A_s/A|$  următoarele expresii concentrate:

$$\left| \frac{A_s}{A} \right| = \frac{1}{\sqrt{1 + (f_m/f)^2}} \quad (4.4.43)$$

și

$$\left| \frac{A_s}{A} \right| = \frac{1}{\sqrt{1 + (f/f_M)^2}}. \quad (4.4.44)$$

Ca urmare, caracteristica de frecvență normată se poate exprima analitic sub următoarea formă compactă:

$$\left| \frac{A(f)}{A} \right| = \begin{cases} [1 + (f_m/f)^2]^{-1/2}, & \text{la frecvențe joase;} \\ 1, & \text{la frecvențe medii;} \\ [1 + (f/f_M)^2]^{-1/2}, & \text{la frecvențe înalte.} \end{cases} \quad (4.4.45)$$

Se numește bandă de trecere  $B$  a amplificatorului diferența

$$B \stackrel{D}{=} f_M - f_m. \quad (4.4.46)$$

În cazul amplificatoarelor practice de AF  $f_m \ll f_M$  și deci

$$B \simeq f_M = \frac{1}{2\pi C_{ext} R_{LT}}. \quad (4.4.47)$$

Un parametru global al amplificatorului este produsul câștig-bandă, care se definește și se notează astfel:

$$\text{produsul câștig-bandă} \stackrel{D}{=} |A| \cdot B. \quad (4.4.48)$$

În cazul de față, pe baza rel. (4.4.38) și (4.4.47) obținem

$$|A| \cdot B = \frac{g_m}{2\pi C_{ext}}. \quad (4.4.49)$$

În final capitolului, menționăm că un amplificator de AF nu trebuie apreciat unilateral, numai după valoarea lui  $|A|$  sau numai după valoarea lui  $B$ , deoarece, după cum am văzut, pot apărea și condiții contradictorii la încercarea de maximizare simultană a lui  $|A|$  și  $B$ . Însă, produsul câștig-bandă reprezintă un parametru, care (alături de raportul semnal/zgomot, factorul de distorsiuni, stabilitate) servește la aprecierea calității unui amplificator AF de semnal mic. Din rel. (4.4.49) rezultă că pentru a realiza un produs câștig-bandă de valoare ridicată, vom folosi în amplificator un TB cu pantă mare și capacitate de intrare  $C_{ext}$  mică, reducând la minimum capacitatea parazită a montajului care șuntează sarcina.

## 4.4.2. REACȚIA

În cazul unui amplificator, prin reacție înțelegem aplicarea la intrare alături de semnalul exterior de amplificat a unei părți din semnalul de ieșire. Scopul uzual al reacției este fie îmbunătățirea caracteristicilor amplificatorului, fie transformarea lui în autooscilator.

**AMPLIFICAREA CU REACȚIE.** Pentru introducerea noțiunilor specifice reacției să ne referim la schema bloc din fig. 4.4.15. Ea este una din schemele tipice de aplicare a reacției la un amplificator. (Săgețile nemarcate indică sensul de transfer al semnalelor).

În schemă distingem două componente.

Prima este amplificatorul fără reacție cu poarta de intrare 11', unde se aplică tensiunea  $v_1$ , și cu cea de ieșire 22', aceeași cu 00', de la care se culege tensiunea amplificată  $v_2 \equiv v_0$ . El se caracterizează prin amplificarea (de tensiune) fără reacție  $A$  care se definește în mod cunoscut:

$$A \stackrel{D}{=} \frac{v_2}{v_1} = \frac{v_0}{v_1}. \quad (4.4.50)$$

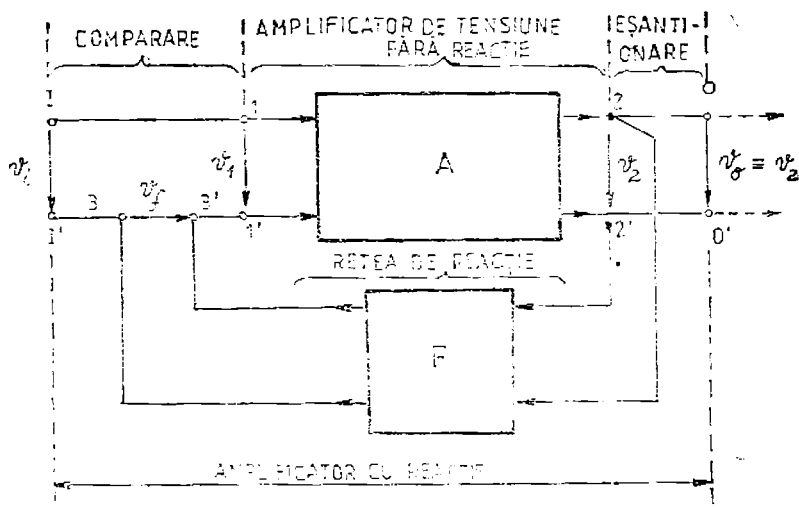


Fig. 4.4.15.

A doua componentă este rețeaua sau bucla de reacție. Ea este un cuadripol, de regulă pasiv, în cazul cel mai simplu — un divizor rezistiv. La intrarea buclei se aplică tensiunea de ieșire  $v_o$  a amplificatorului. Tensiunea pe care o furnizează bucla,  $v_f$ , numită tensiune de reacție, se adăunează la semnalul exterior de amplificat  $v_i$  (de la intrarea propriu-zisă  $II'$ ), rezultanta fiind tensiunea  $v_1$ . Bucla de reacție se caracterizează prin factorul de transfer sau factorul de reacție  $F$  (de la feedback — transmisie inversă sau conexiune inversă), definit prin

$$F \stackrel{D}{=} \frac{v_f}{v_o} . \quad (4.4.51)$$

Ansamblul cuprins între poarta de intrare  $II'$  și cea de ieșire  $OO'$  reprezintă amplificatorul cu reacție caracterizat prin amplificarea (de tensiune) cu reacție  $A_f$ :

$$A_f \stackrel{D}{=} \frac{v_o}{v_i} . \quad (4.4.52)$$

Preluarea tensiunii de ieșire  $v_o$  (sau a unei părți din aceasta) în vederea formării semnalului de reacție  $v_f$  se numește eșantionare, iar adăunarea lui  $v_f$  la semnalul de intrare  $v_i$  se numește comparare (v. fig. 4.4.15).

Scriind definițiile de mai sus ca rapoarte de valori instantanee, am presupus implicit că amplificatorul și bucla de reacție nu introduc alte defazaje în afară eventual de o inversare de fază (adică defazajul introdus poate fi nul sau  $\pi$  radiani). În felul acesta, parametrii  $A$ ,  $F$  și  $A_f$  sînt numere reale (pot fi și negative dacă semnalele care se raportează sînt în contrafază). Acesta este, de exemplu, cazul unui amplificator de AF lucrînd

la frecvențe mijlocii din bandă, prevăzut cu o buclă de reacție rezistivă. Altfel, amplificările și factorul de reacție devin mărimi complexe definite prin rapoarte de fazori.

Parametrul  $A$  se mai numește și amplificare în buclă deschisă, iar  $A_f$  — amplificare în buclă închisă. Aceasta pentru că, dacă măsurăm amplificarea ansamblului cu bucla înălțurată (evident, după ce am scurtcircuitat poarta 83') găsim  $A$ , iar cu bucla conectată, adică în situația din fig. 4.4.15, găsim  $A_f$ .

O relație importantă în teoria reacției o constituie expresia amplificării cu reacție, mai precis legătura dintre  $A_f$  și  $A$  pentru un factor de reacție  $F$  dat, care se stabilește scriind teorema a II-a a lui Kirchhoff pentru circuitul de intrare:  $v_1 = v_i + v_f$  sau  $v_1/v_o = v_i/v_o + v_f/v_o$ . Înlocuind rapoartele precedente cu parametrii definiți prin rel. (4.4.50) — (4.4.52), rezultă  $1/A_f = 1/A + F$ , de unde

$$A_f = \frac{A}{1 - FA} \quad (4.4.53)$$

Relația (4.4.53) este expresia căutată a amplificării cu reacție. Ea este utilizată la proiectarea circuitelor cu reacție, la clasificarea acestora și la stabilirea efectelor introduse de reacție.

Din rel. (4.4.53) observăm că modulul amplificării cu reacție,  $|A_f|$ , poate fi mai mic, egal sau mai mare decât  $|A|$ . Deci, prin reacție amplificarea unui etaj poate să scadă dar poate și să crească, sensul depinzând de alegerea factorului de reacție  $F$ .

Este vorba, prin urmare, de o proprietate fundamentală, pentru că o anumită tendință a semnalului poate fi stimulată sau inhibată, dând amplificatorul (mai general, sistemul) cu o buclă de reacție adecvată.

De aici derivă rolul major pe care îl joacă reacția în orice proces de reglaj automat, existent nu numai în circuitele electronice de comandă și control, ci în toate sistemele dinamice adaptive, fie ele tehnice, biologice sau sociale. Toate aceste sisteme au comun reacția („feedback-ul”). Teoria generală care le circumscrie din punctul de vedere al relației semnal — răspuns — reacție este cibernetica\*.

**REAȚIE NEGATIVĂ ȘI REACȚIE POZITIVĂ. CONDIȚIA LUI BARKHAUSEN.** În baza relației (4.4.53) se iau în considerare două tipuri de reacție.

Dacă prin aplicarea reacției amplificarea scade, atunci este vorba de o reacție negativă, iar dacă amplificarea crește — de o reacție pozitivă.

Ca urmare, condiția cantitativă ca reacția să fie negativă este ca numitorul fracției (4.4.53) să fie supraunitar:  $1 - FA > 1$ , deci

$$FA < 0, \quad (4.4.54)$$

\* Este oportun să menționăm aici că savantul român dr. Ștefan Odobleja (1902—1979) este considerat precursor al ciberneticii, prin lucrarea sa de fundamentare *Prilogia consonanșă*, publicată în 1938/1939 în limba franceză (vol. I și II, Ed. „Maloine”, Paris).

adică  $A$  și  $F$  trebuie să fie de semn opus. Din (4.4.54), ținând cont că  $F = v_f/v_o$ ,  $A = v_o/v_1$  și  $v_1 = v_i + v_f$ , rezultă succesiv:  $(v_f/v_o) \cdot (v_o/v_1) < 0$ ,  $v_1/v_f < 0$ ,  $(v_i + v_f)/v_f < 0$ ,  $v_i/v_f < -1$ . Ultima egalitate arată că  $v_f$  trebuie să fie în contrafază cu  $v_i$  și de valoare mai mică ( $|v_f| < |v_i|$ ).

Prin urmare, referindu-ne la schema din fig. 4.4.15, obținem reacție negativă dacă luăm o parte  $v_f$  din tensiunea de ieșire și o aplicăm la intrare astfel încât să se scadă din  $v_i$ . La intrarea amplificatorului, semnalul efectiv care rezultă,  $v_1$ , este mai mic decât  $v_i$ , ceea ce constituie cauza fizică a scăderii amplificării când se aplică reacția negativă.

Avem reacție pozitivă dacă numitorul fracției (4.4.53) este subunitar, dar pozitiv:  $0 < 1 - FA < 1$ , deci dacă

$$FA \in (0; 1). \quad (4.4.55)$$

Din (4.4.55) rezultă că se obține reacție pozitivă dacă  $v_f$  este în fază cu  $v_i$  (v. fig. 4.4.15). Semnalul efectiv de la intrare,  $v_1$ , este acum mai mare decât  $v_i$ , ceea ce explică creșterea amplificării când se aplică o reacție pozitivă. De subliniat însă, că nu se utilizează reacția pozitivă la amplificatoare din cauza scăderii performanțelor (cu excepția amplificării) și în primul rând a stabilității.

Se înțelege că nu avem reacție dacă  $1 - FA = 1$ , respectiv  $FA = 0$ , ceea ce implică  $F = 0$ , deoarece  $A = 0$  nu are sens. Cazul corespunde situației când bucla este deschisă (amplificator fără reacție).

În cazul general, când amplificatorul și/sau bucla de reacție introduc defazaje, relațiile (4.4.50) – (4.4.53) își păstrează forma, dar toate mărimile devin complexe. Astfel, expresia amplificării cu reacție se va scrie:

$$\underline{A}_f = \frac{\underline{A}}{1 - \underline{F}\underline{A}}. \quad (4.4.56)$$

Acum, criteriul de clasificare îl constituie modulul numitorului: dacă  $|1 - \underline{F}\underline{A}|$  este supraunitar avem reacție negativă, iar dacă este subunitar – reacție pozitivă.

Un caz particular important de reacție corespunde egalității

$$\underline{F}\underline{A} = 1, \quad (4.4.57)$$

care se numește condiția de autooscilație a lui Barkhausen. Introducând condiția (4.4.57) în rel. (4.4.56) obținem

$$\lim_{\underline{F}\underline{A} \rightarrow 1} \underline{A}_f = \infty. \quad (4.4.58)$$

Pentru a interpreta fizic rezultatul (4.4.58), trebuie să ținem seama de definiția amplificării cu reacție, care, sub formă complexă, se scrie

$$\underline{A}_f \stackrel{D}{=} \frac{V_o}{V_i}, \quad (4.4.59)$$

unde  $V_o$  și  $V_i$  sînt fazorii tensiunii de ieșire, respectiv de intrare. O amplificare  $\underline{A}_f$  de valoare infinită arată că se poate obține la ieșirea amplifica-

torului cu reacție pozitivă o tensiune de semnal chiar cînd semnalul exterior de intrare tinde către zero, dacă factorul de reacție  $\underline{F}$  și amplificarea fără reacție  $\underline{A}$  satisfac condiția lui Barkhausen. În practică, îndeplinind această condiție obținem un oscilator. Formarea tensiunii inițiale de reacție necesară intrării circuitului electronic în autooscilație se produce pe durata regimului tranzitoriu. La punerea în funcție a circuitului, prin aplicarea tensiunii de alimentare, componentele tranzitorii (variabile în timp) ale mărimilor electrice furnizează semnalul de intrare pentru amorsarea oscilațiilor, după care ele se autoîntrețin prin efectul reacției pozitive puterice asigurate de condiția (4.4.57).

Condiția lui Barkhausen este fundamentală pentru teoria și proiectarea oscilatoarelor armonice. Fiind o condiție complexă, ea conduce la două condiții reale. Dacă scriem  $\underline{A} = |\underline{A}| \exp j\varphi_A$  și  $\underline{F} = |\underline{F}| \exp j\varphi_F$ , unde  $|\underline{A}|$  și  $|\underline{F}|$  reprezintă modulele mărimilor complexe respective iar  $\varphi_A$  și  $\varphi_F$  — argumentele lor, condiția (4.4.57) se scrie

$$|\underline{F} \underline{A}| \exp j(\varphi_F + \varphi_A) = 1$$

și este echivalentă cu condițiile reale

$$|\underline{F} \underline{A}| = 1, \quad (4.4.60)$$

$$\varphi_F + \varphi_A = 2n\pi \quad (n = 0, 1, 2, \dots). \quad (4.4.61)$$

Pentru ca circuitul electronic să oscileze, trebuie îndeplinite simultan ambele condiții. Prima, rel. (4.4.60), se numește condiție de amplitudine și impune mărimea tensiunii de reacție. A doua, rel. (4.4.61), este numită condiție de fază și arată că defazajul total introdus de amplificator și bucla de reacție, pentru ca oscilatorul să funcționeze, trebuie să fie zero (sau un număr întreg de  $2\pi$  radiani). Ea se mai numește și condiție de frecvență, pentru că servește la determinarea frecvenței oscilațiilor generate, respectiv la calculul elementelor reactive ale oscilatorului pentru frecvență dată.

Menționăm că în afară de schema din fig. 4.4.15, cunoscută ca reacție de tip serie-paralel (fiindcă  $v_f$  se înseriază la intrare, iar tensiunea aplicată buclei se culege în paralel pe bornele de ieșire), există încă trei scheme fundamentale: serie-serie, paralel-serie și paralel-paralel, în funcție de modul cum se conectează bucla la intrarea și ieșirea amplificatorului cărui  $i$  se aplică reacția. Denumirile reacție de tensiune, respectiv reacție de curent, utilizate adesea, precizează natura mărimii de ieșire cu care este proporțional semnalul de reacție. Astfel, în fig. 4.4.15 avem o reacție de tensiune, deoarece  $v_f$  este proporțional cu tensiunea de ieșire.

În sfîrșit, menționăm că cele 4 scheme de reacție mai sînt desemnate și în termeni de eşantionare — comparare și buclă — nod. Astfel, schema studiată serie-paralel se mai numește cu eşantionare în nod și comparare pe buclă, pentru că semnalul de reacție (eşantionul) se culege de la ieșire prin conexiune paralel (nod), iar  $v_f$  se înseriază (compară) cu  $v_i$  în ochiul (buclo) de intrare. Corespunzător, celelalte scheme se mai numesc:



cu eşantionare pe buclă şi comparare pe buclă (serie-serie), cu eşantionare pe buclă şi comparare în nod (paralel-serie), cu eşantionare în nod şi comparare în nod (paralel-paralel).

**PROPRIETĂŢILE REACŢIEI NEGATIVE.** Amplificatoarele cu bune performanţe calitative sînt prevăzute cu reacţie negativă. Aceasta pentru că, exceptînd scăderea amplificării, reacţia negativă (RN) aduce numai avantaje. Scăderea amplificării de tensiune — care este o pierdere de ordin cantitativ — poate fi uşor compensată cu un etaj de amplificare suplimentar.

Dintre avantajele aplicării RN menţionăm:

(a) Mărirea stabilităţii amplificatorului, în particular reducerea tendinţei de autooscilaţie.

(b) Îmbunătăţirea caracteristicii de frecvenţă, în sensul menţinerii cvasiconstante a amplificării într-o bandă de frecvenţă mai largă; practic, aceasta înseamnă amplificare uniformă a semnalelor de diferite frecvenţe care prezintă interes.

(c) Posibilitatea de a obţine impedanţe de intrare şi de ieşire convenabile, în vederea realizării adaptării între etaje; iar adaptarea este necesară pentru asigurarea transferului optim de putere de la un etaj la următorul.

(d) Îmbunătăţirea raportului semnal/zgomot.

(e) Reducerea efectului neliniarităţilor amplificatorului.

Desigur, toate aceste proprietăţi pot fi dovedite în mod riguros. Să ne referim la cîteva dintre ele.

Proprietăţile (a) şi (b) sînt de fapt în legătură cu un acelaşi aspect, pentru că un amplificator este stabil dacă valoarea amplificării nu se modifică atunci cînd se schimbă, în limite rezonabile, condiţiile fizice, parametrii componentelor de circuit sau ai semnalului. Dacă, de exemplu, creşterea tensiunii de alimentare nu determină mărirea amplificării, sîntem în situaţia (a), iar dacă în cazul unui amplificator de AF, pentru tonurile joase, amplificarea rămîne cvasiconstantă, ne plasăm în situaţia (b). Este avantajos deci, dacă, indiferent de cauză, modulul variaţiei relative a amplificării este cît mai redus. Să arătăm că această mărime scade, dacă se aplică RN.

Să ne referim la cazul frecvent întîlnit în aplicaţii, cînd amplificatorul şi bucla de reacţie nu introduc alte defazaje în afară de zero şi  $\pi$  radiani. Atunci, conform rel. (4.4.53), avem  $A_f = A/(1 - FA)$  iar potrivit rel. (4.4.55),  $FA < 0$  (condiţia de RN). Deoarece  $-FA$  este un număr pozitiv, putem scrie  $-FA = |F| \cdot |A| \equiv f \cdot a$ , unde am utilizat notaţiile  $f \equiv |F|$  şi  $a \equiv |A|$ . (Reţinem că  $f$  şi  $a$  sînt module, deci — mărimi pozitive). Cu aceste notaţii, relaţia dintre amplificări se scrie  $A_f = A/(1 + fa)$  iar cea dintre modulele respective

$$a_f = \frac{a}{1 + fa}, \quad (4.4.62)$$

unde  $a_f \equiv |A_f|$  reprezintă modulul amplificării de tensiune cu reacţie. Relaţia (4.4.62) dintre modulele amplificărilor este cea care ne interesează

pentru a arăta efectul RN asupra modului variației relative a amplificării. Să logaritmăm relația (4.4.62); obținem  $\ln a_f = \ln a - \ln(1 + fa)$ . Diferențiem rezultatul considerînd  $a_f$  funcție de  $a$ ; obținem  $da_f/a_f = da/a - fda/(1 + fa)$  sau

$$\frac{da_f}{a_f} = \frac{1}{1 + fa} \frac{da}{a} < \frac{da}{a}. \quad (4.4.63)$$

Relația diferențială (4.4.63) se aplică și variațiilor finite, în limitele domeniului cvasiliniar de funcționare uzuală a amplificatorului. În felul acesta, rel. (4.4.63) ne arată că modulul variației relative a amplificării scade, prin aplicarea unei RN, de  $1 + fa$  ori, unde  $a$  este modulul amplificării în absența RN, iar  $f$  — modulul factorului de RN. Sînt demonstrate astfel proprietățile (a) și (b).

Reducerea variației relative a amplificării datorită RN se numește desensibilizare a amplificatorului, iar mărimea  $1 + fa$  reprezintă factorul de desensibilizare. Dacă acest factor și, totodată, amplificarea  $a$  sînt de valori mari, se obține un rezultat deosebit:  $a_f$ , rămîuînd cu o valoare moderată, devine independent de  $a$ . Într-adevăr, dacă avem  $f \cdot a \gg 1$ , rezultă  $1 + f \cdot a \simeq f \cdot a$  și deci, rel. (4.4.62) devine

$$a_f = \frac{1}{f}. \quad (4.4.64)$$

De exemplu dacă  $a = 10^4$  și  $f = 0,01$ , rezultă  $f \cdot a = 100 \gg 1$  și  $a_f = 100$ .

Prin urmare, amplificarea globală  $a_f$  nu mai depinde de amplificator, adică nu mai este influențată de temperatură, tensiuni de alimentare etc. Amplificarea  $a_f$  este controlată numai de rețeaua de reacție (denumită și atenuator de precizie — datorită parametrilor preținși de rolul îndeplinit), care este realizată din elemente pasive cu parametri independenți de condițiile de funcționare.

În încheierea analizei cazului cînd  $f \cdot a \gg 1$  (care implică  $a$  — foarte mare), subliniem faptul că  $|v_1|$  este foarte mic ( $|v_1| = |v_o|/a$ , cu  $|v_o| = \text{finit}$ ) în comparație cu  $|v_i|$  și  $|v_f|$  ( $|v_i| \simeq |v_f| = f \cdot |v_o|$ ). La limită, cînd  $a \rightarrow \infty$ , mărimile semnalului de intrare  $v_i$  și semnalului de reacție  $v_f$  devin egale, iar diferența acestora, care este mărimea lui  $v_1$  — denumită și tensiune de eroare, tinde la zero.

Să ne referim acum la proprietatea (c). Mai precis, să arătăm că RN serie-parallel mărește impedența de intrare și micșorează impedența de ieșire. Reluăm schema de aplicare a reacției ca în fig. 4.4.16. Referindu-ne tot la cazul cînd parametrii  $A_o$ ,  $A_f$  și  $F$  sînt reali (defazajul introdus de amplificator sau buclă — nul ori  $180^\circ$ ), cele două impedențe — de intrare și ieșire — devin rezistențe.

De observat că în fig. 4.4.16 am reprezentat amplificatorul prin schema sa echivalentă. Astfel, la intrare amplificatorul se prezintă ca o rezistență  $R_{in}$  (rezistența de intrare), iar la ieșire, adoptînd o reprezentare Thévenin, se prezintă ca o sursă de tensiune în serie cu rezistența de ieșire  $R_o$ . Tensiunea sursei echivalente Thévenin poate fi scrisă sub forma  $C \cdot v_1$ , unde  $C$  este o constantă a amplificatorului (de exemplu, la ampli-

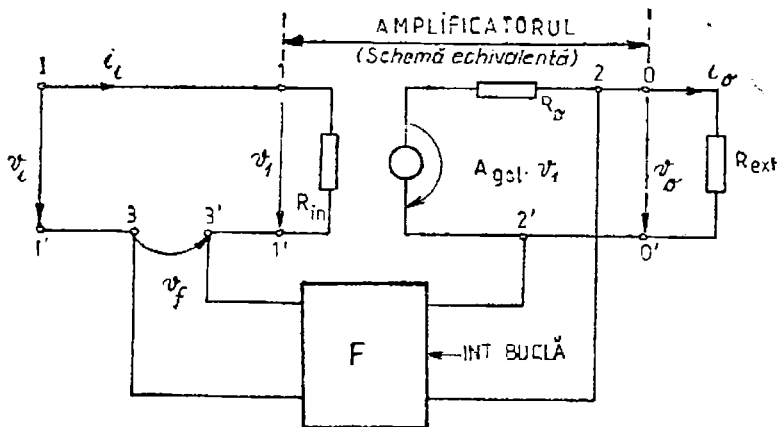


Fig. 4.4.16.

ficatorul de semnal mic cu  $TB$  în conexiune  $EC$ ,  $C = -g_m R_L$  (v. fig. 4.4.8)). Dacă exprimăm acum amplificarea în gol (poarta  $OO'$  în gol), găsim:  $A_{gol} \stackrel{D}{=} v_{ogol}/v_1 = C \cdot v_1/v_1 = C$ . Deci, constanta  $C$  este tocmai amplificarea de tensiune în gol,  $A_{gol}$ , iar tensiunea sursei Thévenin poate fi scrisă ca  $A_{gol} \cdot v_1$ , așa cum am procedat în fig. 4.4.16.

Mai facem o precizare: bucla este considerată ideală, în sensul că impedanța proprie de intrare este infinită (bucla nu absoarbe curent prin bornele  $22'$ ), iar impedanța proprie de ieșire este nulă (tensiunea  $v_f$  nu este modificată de curentul care circulă prin bornele  $33'$ ).

Rezistența de intrare cu reacție,  $R_{inf}$ , este dată de  $R_{inf} \stackrel{D}{=} v_i/i_i = (v_1 - v_f)/i_i = (v_1 - Fv_o)/i_i = (v_1/i_i)(1 - FA)$ , deoarece  $v_f = Fv_o$  iar  $v_o/v_1 = A$ . Dar  $v_1/i_i = R_{in}$  (rezistența de intrare a amplificatorului fără reacție) și deci  $R_{inf} = R_{in}(1 - FA)$ . Întrucât pentru  $RN$  avem  $-FA = fa$  (cu  $f = |F|$  și  $a = |A|$ ), rezultă

$$R_{inf} = (1 + fa) \cdot R_{in} > R_{in}; \quad (4.4.65)$$

deci, rezistența de intrare a amplificatorului cu  $RN$  serie-paralel este de  $1 + fa$  ori mai mare decât în absența  $RN$ .

Rezistența de ieșire cu reacție este  $R_{of} \stackrel{D}{=} v_{ogol}/i_{sc}$ , unde  $v_{ogol}$  și  $i_{sc}$  se evaluează în prezența reacției. În lipsa reacției, rezistența de ieșire este  $R_o$  — element ce apare în circuitul din fig. 4.4.16.

Să determinăm pe  $v_{ogol}$ . Avem:  $v_{ogol} = A_{gol} \cdot v_1 = A_{gol}(v_i + v_f) = A_{gol}(v_i + Fv_{ogol})$ , deoarece în situația de gol, tensiunea de reacție este  $v_f = Fv_{ogol}$ . Din penultima relație deducem  $v_{ogol}(1 - FA_{gol}) = A_{gol} \cdot v_i$ , de unde

$$v_{ogol} = \frac{A_{gol}}{1 - FA_{gol}} v_i. \quad (4.4.66)$$

Să evaluăm acum curentul  $i_{sc}$ . Scurtcircuitând poarta  $OO'$ , dispăre și reacția, adică avem  $v_f = 0$  și prin urmare  $v_i = v_s$ . Curentul de ieșire (v. fig. 4.4.16) este atunci  $i_{osc} = A_{gol} \cdot v_i / R_o$  sau

$$i_{sc} = \frac{A_{gol} \cdot v_i}{R_o} \quad (4.4.67)$$

Introducând acum expresiile (4.4.66) și (4.4.67) în relația de definiție  $R_{of} \stackrel{D}{=} v_{ogol} / i_{sc}$ , rezultă  $R_{of} = R_o / (1 - FA_{gol})$ . Dar  $-FA_{gol} = fa_{gol} > 0$ , unde  $a_{gol} \equiv |A_{gol}|$ . În final, rezultă

$$R_{of} = \frac{R_o}{1 + fa_{gol}} \ll R_o; \quad (4.4.68)$$

deci, rezistența de ieșire a amplificatorului cu RN serie — paralel este de  $1 + fa_{gol}$  ori mai mică decât în lipsa RN.

După cum am menționat, se poate de asemenea arăta că, prin aplicarea RN, zgomotele sînt suprimate în anumite condiții, iar distorsiunile determinate de nelinearități sînt reduse.

Toate aceste avantaje sînt obținute cu prețul reducerii amplificării de tensiune, proporțional cu desensibilizarea. Totuși, este convenabilă aplicarea RN datorită avantajelor importante menționate și a faptului că amplificarea de tensiune se obține ușor.

**REPETORUL PE EMITOR.** Un exemplu de aplicare a RN ni-l oferă amplificatorul cu schema din fig. 4.4.17. El se numește repetor pe emitor, deoarece, în condiții ideale, tensiunea de ieșire reproduce („repetă”) tensiunea de intrare. Deci, etajul nu amplifică tensiunea, dar, după cum vom vedea, el este un amplificator de curent, deci și de putere. Este

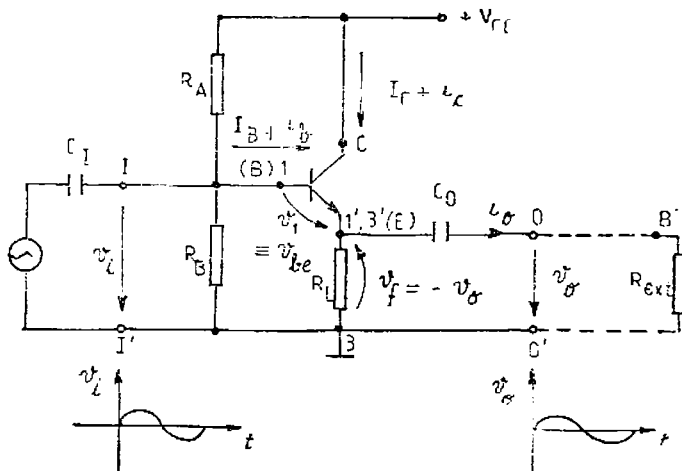


Fig. 4.4.17.

caracterizat printr-o impedanță mare de intrare și una mică de ieșire, ceea ce îl face apt pentru funcția de etaj de adaptare.

Schema sa diferă de cea a amplificatorului cu TB în conexiune EC (fig. 4.4.1) doar prin faptul că sarcina  $R_L$  s-a transferat din circuitul de colector în cel de emitor, substituind grupul  $R_E C_E$ . Ieșirea se face, evident, de pe rezistența  $R_L$ , care a preluat și rolul lui  $R_E$  de stabilizare a punctului mediu de funcționare.

Ne propunem să determinăm parametrii dinamici ai etajului pentru semnale mici și frecvențe medii din banda audio, plecând de la rezultatele analizei efectuate în aceleași condiții asupra amplificatorului cu TB în conexiune EC (fig. 4.4.1), din care derivă repetorul pe emitor. Analiza propusă este utilă pentru că: 1) exemplifică modul de aplicare a concepțelor RN; 2) repetorul pe emitor posedă proprietăți remarcabile, fiind frecvent utilizat în aplicații.

Menționăm că etajul se mai numește și amplificator cu TB în conexiune CC pentru că, după cum se vede din schemă, colectorul este la masă din punct de vedere al semnalului (prin sursa  $V_{CC}$ ), deci este comun (ca potențial alternativ) atât intrării cât și ieșirii (prin bornele  $I'$  și respectiv  $O'$ , care sînt conectate la masă). Evident, analiza de semnal mic se poate face și direct, elaborînd circuitul echivalent, așa cum am procedat în cap. 4.4.1, dar calea este mai laborioasă și, dincolo de acest aspect, dorim, precum am spus, să privim etajul ca amplificator posedînd RN.

Să analizăm pe scurt funcționarea, evidențiind efectul de RN.

Cînd  $R_L$  se afla în colector, iar  $R_E$  din emitor era scurtcircuitat (pentru semnal) de  $C_E$  (v. fig. 4.4.1), tensiunea care acționa la intrarea TB (între  $B$  și  $E$ ) era chiar semnalul  $v_i$  (adică  $v_{be} = v_i$ ). Din răspunsul  $v_o$  nu se aducea nici-o porțiune la intrare (adică între  $B$  și  $E$ ).

La repetorul pe emitor (v. fig. 4.4.17) situația este cu totul alta. Dar să observăm mai întîi că răspunsul  $v_o$  este căderea de tensiune produsă de componenta alternativă a curentului de emitor  $i_e = i_c + i_b \simeq i_c$  (deoarece  $i_b \ll i_c$ ) pe  $R_{LT} \equiv R_L || R_{ext}$ , adică  $v_o = R_{LT} i_c \simeq R_L i_c$ . O constatare importantă: la repetorul pe emitor tensiunea de ieșire este în fază cu  $i_c$  și deci și cu semnalul  $v_i$  de la intrare. (La amplificatorul din fig. 4.4.1,  $v_o$  și  $v_i$  sînt în contrafază la aceste frecvențe.) Observația esențială este însă, că  $v_o$  se transmite nu numai la ieșire (la poarta  $OO'$ ), ci și la intrare. Într-adevăr, dacă vrem să aflăm ce tensiune alternativă se aplică între  $B$  și  $E$  (pentru că aceasta acționează efectiv tranzistorul), urmărind circuitul de intrare de la  $B$  la  $E$  și găsim

$$v_{be} = v_i - v_o. \quad (4.4.69)$$

Deci, la intrarea TB se aplică nu numai semnalul exterior  $v_i$  ci și  $v_o$ , dar nu în fază ci în contrafază, pentru că potrivit rel. (4.4.69) mărimile respective se scad efectiv (adică  $v_{be} = V_i \sin \omega t - V_o \sin \omega t$ , cu  $V_i, V_o > 0$ ). Avem, prin urmare, o reacție negativă.

Putem trece acum la calculul parametrilor dinamici, plecînd de la cei aferenți conexiunii EC și modificați prin efectul RN. În fig. 4.4.17 am introdus, în vederea identificării semnalelor sau porțiilor, și notațiile din schema bloc de reacție serie-paralel din fig. 4.4.15.

În cazul conexiunii *EC*, rezistența de intrare totală era dată, conform rel. (4.4.20), de echivalența paralel  $R_A || R_B || r_n$ . Rezistențele  $R_A$  și  $R_B$  nu sînt specifice conexiunii, ele sînt conectate din exterior. Elementul care încarcă generatorul de semnal și este determinat de conexiunea tranzistorului este rezistența de intrare văzută între bază și masă spre tranzistor (adică la dreapta bornei *B* în fig. 4.4.17). Vom scrie deci, pentru conexiunea *EC*

$$R_{in} = r_n \quad (4.4.70)$$

urmînd ca, dacă ne interesează încărcarea totală a generatorului de semnal (și dacă  $R_A$  și  $R_B$  nu sînt suficient de mari față de  $r_n$ ) să calculăm rezistența de intrare totală  $R_{inT} = r_n || R_A || R_B$ .

Ceilalți parametri dinamici pentru conexiunea *EC* sînt: amplificarea de tensiune  $a = |A| = g_m R_{LT}$  (rel. 4.4.24) și rezistența de ieșire  $R_o = R_L$  (rel. 4.4.27).

Aplicăm acum relațiile de bază din teoria RN:  $f = |v_f|/|v_o|$ ,  $R_{inf} = (1 + f \cdot a) R_{in}$  (rel. 4.4.65),  $a_f = a/(1 + fa)$  (rel. 4.4.62) și  $R_{of} = R_o/(1 + fa_{oi})$ . În cazul de față,  $R_{inf}$ ,  $a_f$  și  $R_{of}$  sînt parametrii corespunzători repetorului pe emitor.

Factorul de reacție (în modul),  $f$ , are valoarea 1, deoarece întreaga tensiune  $v_o$  se aplică ca semnal de reacție  $v_f$ ; adică, avem (v. și fig. 4.4.17):  $v_f = -v_o$ , de unde  $F \stackrel{D}{=} v_f/v_o = -1$  iar

$$f = |F| = 1. \quad (4.4.71)$$

Factorul de desensibilizare:  $1 + fa = 1 + g_m R_{LT}$ . În situația de gol,  $R_{oi} = \infty$  și deci  $a_{oi} = g_m R_L$  iar  $1 + fa_{oi} = 1 + g_m R_L$ .

Putem scrie acum expresiile parametrilor dinamici ai repetorului pe emitor:

— Rezistența de intrare:

$$R_{inf} = (1 + g_m R_{LT}) r_n = r_n + \beta_0 R_{LT}. \quad (4.4.72)$$

— Amplificarea de tensiune:

$$a_f = \frac{g_m R_{LT}}{1 + g_m R_{LT}}. \quad (4.4.73)$$

— Rezistența de ieșire:

$$R_{of} = \frac{R_L}{1 + g_m R_L}. \quad (4.4.74)$$

Expresiile practice ale parametrilor sînt însă mai simple, deoarece  $g_m R_{LT}$  (și cu atît mai mult  $g_m R_L$ )  $\gg 1$ . De exemplu, chiar pentru valori tipice coborîte ca  $g_m = 50$  mA/V și  $R_{LT} = 0,5$  k $\Omega$  rezultă  $g_m R_{LT} = 25 \gg 1$ . Atunci, putem caracteriza un repetor pe emitor prin următoarele expresii practice ale parametrilor dinamici:

$$\left. \begin{array}{l} \text{amplificarea de tensiune} \simeq 1, \\ \text{rezistența de intrare} \simeq g_m r_\pi \cdot R_{LT} = \beta_0 R_{LT} \\ \text{rezistența de ieșire} \simeq g_m^{-1} \end{array} \right\} \quad (4.4.75)$$

Să calculăm și amplificările de curent și putere. Avem  $a_{if} \equiv |A_{if}| = i_o/i_b \simeq (i_e/i_b) R_L / (R_L + R_{ext})$ ; dar  $i_e/i_b = \beta_0$  și deci

$$a_{if} = \beta_0 \frac{R_L}{R_L + R_{ext}} \quad (4.4.76)$$

Apoi, avînd  $a_{pf} = a_f a_{if}$ , cu  $a_f \simeq 1$ , rezultă

$$a_{pf} \simeq a_{if} \quad (4.4.77)$$

Să determinăm acum elementele circuitului echivalent Thévenin (fig. 4.4.18). Tensiunea sursei va fi  $v_{ogot} = a_{fgot} \cdot v_i = g_m R_L v_i / (1 + g_m R_L) \simeq v_i$ , dacă  $g_m R_L \gg 1$ . Rezistența de ieșire, în aceeași ipoteză, este  $1/g_m$ . Pentru a completa un set de valori tipice, să considerăm  $\beta_0 = 100$  și  $R_L = R_{ext} = 1 \text{ k}\Omega$  ( $g_m$  fiind cel presupus anterior, de 50 mA/V). Rezultă:  $R_{inf} \simeq 50 \text{ k}\Omega$ ,  $a_f \simeq 1$ ,  $R_{of} = 20 \Omega$ ,  $a_{if} = 50$  și  $a_{pf} \simeq 50$ .

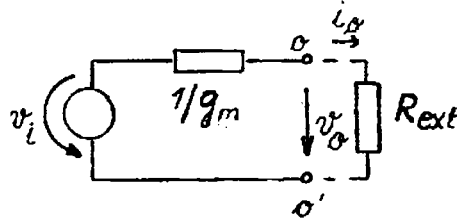


Fig. 4.4.18.

În concluzie, repetorul pe emitor, în condiții practice, este caracterizat prin amplificarea de tensiune aproape unitară, rezistența de intrare de  $\beta_0$  ori mai mare decât sarcina totală  $R_{LT} \equiv R_L R_{ext} / (R_L + R_{ext})$ , rezistența de ieșire egală cu  $g_m^{-1}$  (tipic, zeci de  $\Omega$ ) și prin amplificare de curent și putere de ordinul lui  $\beta_0$  (cel puțin de ordinul zecilor). De aici rezultă și aplicația sa de bază, aceea de adaptor între o sursă cu impedanță internă mare și o sarcină de mică impedanță.

### 4.4.3. REGIMUL DE AMPLIFICARE LA SEMNALE MARI

Referindu-ne tot la regimul dinamic quasistaționar, acesta se numește regim de semnal mare dacă punctul dinamic de funcționare, evoluînd amplu în jurul poziției de repaus, pătrunde în regiunea neliniară a caracteristicilor statice.

Regimul de semnal mare este specific dispozitivelor active din circuitele analogice care prelucrează puteri de ordinul unităților de W sau mai mari.

În cele ce urmează prezentăm mai întâi, pe modelul unui amplificator AF de putere cu TB, metoda dreptei de sarcină pentru analiza regimului de semnal mare și evaluarea distorsiunilor răspunsului cauzate de neliniaritatea caracteristicilor. Apoi examinăm clasele de funcționare ale TB (valabile pentru orice dispozitiv electronic activ). Capitolul se încheie cu studiul etajului final, clasă A, cu transformator de ieșire.

**DREAPTA DE SARCINĂ. CARACTERISTICA DINAMICĂ.** Ne vom referi din nou la un amplificator cu TB *npn* în conexiune EC, conform schemei de principiu din fig. 4.4.19, cu scopul de a defini dreapta de sarcină și de a prezenta metoda grafo-analitică corespunzătoare pentru studiul regimului dinamic de semnal mare în cazul TB. Vom avea în vedere, evident, circuitul de ieșire, adică cel de colector, care include sarcina  $R_L$ .

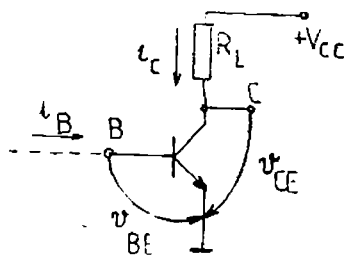


Fig. 4.4.19.

Noțiunea de dreaptă de sarcină este cunoscută de la studiul diodei (v. cap. 3.1.3), dar, de data aceasta, curentul de ieșire,  $i_C$ , este funcție de două variabile,  $i_B$  (sau  $v_{BE}$ ) și  $v_{CE}$ .

Presupunem următoarele:

- valorile  $R_L$  și  $V_{CC}$  sînt fixate și cunoscute;
- în circuitul de bază acționează o sursă de c.c., care ne permite să reglăm valoarea staționară  $i_B$  în tot domeniul admisibil;
- pentru început, semnalul nu este aplicat;
- dispunem de caracteristicile statice de ieșire ale TB,  $i_C(v_{CE})$  cu  $i_B$  = parametru, reprezentate în fig. 4.4.20.

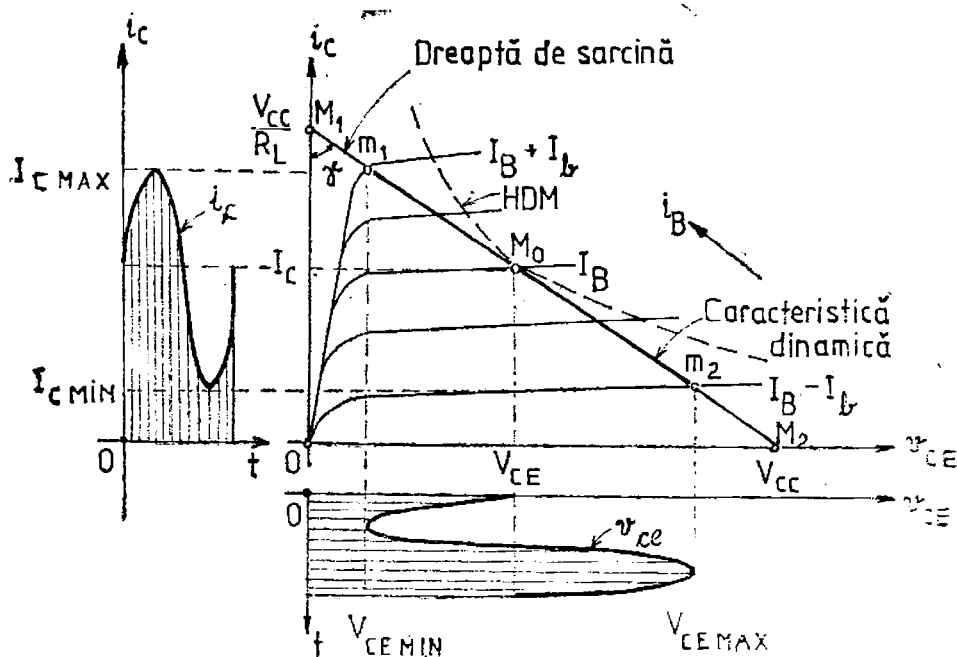


Fig. 4.4.20.



Variind lent pe  $i_B$ , se modifică atît  $i_C$  ( $i_C \approx \beta_0 i_B$ ) cît și  $v_{CE}$ , deoarece, conform fig. 4.4.19, avem

$$v_{CE} = V_{CC} - R_L i_C. \quad (4.4.78)$$

Prin urmare, punctul static curent  $M(v_{CE}, i_C, i_B)$  se va deplasa în planul  $v_{CE} - i_C$ . Locul geometric al lui  $M$  în acest plan reprezintă dreapta de sarcină (pentru circuitul de ieșire). Ecuația ei, rel. (4.4.78), este într-adevăr ecuația unei drepte, deoarece  $V_{CC}$  și  $R_L$  sînt constante. Ea mai poate fi scrisă sub forma:

$$i_C = -\frac{1}{R_L} v_{CE} + \frac{V_{CC}}{R_L},$$

de unde rezultă că are panta  $-1/R_L$  (justificînd denumirea de dreaptă de sarcină), ordonata la origine  $V_{CC}/R_L$  și abscisa la origine  $V_{CC}$ .

În fig. 4.4.20 am trasat dreapta de sarcină ( $DS$ ) prin tăieturile  $M_1(0, V_{CC}/R_L)$  și  $M_2(V_{CC}, 0)$ , înclinarea față de ordonată fiind  $\text{tg } \gamma \triangleq \triangleq R_L$ . Dacă modificăm pe  $R_L$  iar  $V_{CC} = \text{const.}$ ,  $DS$  se rotește în jurul lui  $M_2$  (cînd  $R_L$  crește  $DS$  coboară). Prin modificarea lui  $V_{CC}$ , menținînd  $R_L$  constant,  $DS$  se deplasează paralel cu sine.

Presupunem acum că fixăm punctul static în poziția  $M_0$  ( $V_{CE}, I_C, I_B$ ), injectînd curentul continuu de bază  $I_B$  și apoi aplicăm un curent de semnal cvasistacionar  $i_b = I_b \sin \omega t$ . În alternanța pozitivă, punctul dinamic descrie segmentul  $\overline{M_0 m_1}$  de pe  $DS$  iar în cea negativă — segmentul  $\overline{M_0 m_2}$  (v. fig. 4.4.20). În conformitate cu dependența  $i_C \approx \beta_0 i_B$  și rel. (4.4.78), în  $m_1$  curentul de colector este maxim,  $I_{C\text{MAX}}$ , iar  $v_{CE}$  este minim,  $V_{CE\text{MIN}}$ . În  $m_2$ ,  $i_C = I_{C\text{MIN}}$  și  $v_{CE} = V_{CE\text{MAX}}$ . Locul geometric al punctului dinamic, adică segmentul  $\overline{m_1 m_2}$ , reprezintă caracteristica dinamică ( $CD$ ) a tranzistorului.

Pentru  $TB$  din schema 4.4.19,  $CD$  se află pe dreapta de sarcină (statică)  $M_1 M_2$ , dar acest fapt nu este obligatoriu.  $CD$  se află pe  $DS$  dinamică, a cărei înclinare diferă în general de cea a  $DS$  statice. Astfel, dacă vom introduce în schema 4.4.19 grupul  $R_E, C_E$  ca în fig. 4.4.1,  $DS$  statică va avea panta  $-1/(R_L + R_E)$  iar  $DS$  dinamică (deci și  $CD$ ) — panta  $-1/R_L$ , deoarece, pentru semnal,  $R_E$  este scurtcircuitat de  $C_E$ . Dacă vom completa schema 4.4.19 și cu elementele  $C_o, R_{ext}$  (conectate în serie, între  $C$  și masă), ca în fig. 4.4.1, panta  $DS$  statice rămîne  $-1/(R_L + R_E)$ , dar a celei dinamice devine  $-1/R_L R_{ext}/(R_L + R_{ext})$ , deoarece, pentru semnal,  $R_L$  și  $R_{ext}$  sînt conectate în paralel.

**CALCULUL AMPLIFICATORULUI DE SEMNAL MARE. DISTORSIUNI.** Dreapta de sarcină este utilă în primul rînd pentru calculul grafo-analitic al amplificatorului de semnal mare. Acest calcul este suficient de precis în practică, dacă folosim caracteristicile statice ridicate chiar pentru exemplarul de  $TB$  utilizat în amplificator.

Modul tipic de punere a problemei relative la calculul amplificatorului de semnal mare (fig. 4.4.19) este următorul: se cere să se aleagă tranzis-

torul și să se determine  $R_L$  și  $V_{CC}$  astfel încât să se obțină o anumită putere utilă  $P_U$  în sarcina  $R_L$  cu un coeficient de distorsiuni neliniare,  $d$ , acceptabil. Acest coeficient, a cărui valoare tipică acceptabilă în AF este de câteva procente, se definește ca raport între mărimea efectivă a produselor de neliniaritate și mărimea efectivă a semnalului nedistorsionat. În cazul de față (v. fig. 4.4.20), observăm că la semnalul sinusoidal  $i_b$ , răspunsul amplificatorului, care este componenta alternativă a curentului de colector  $i_c$ , nu mai este sinusoidal din cauza neliniarității caracteristicilor (mai ales în zona punctului  $m_1$  din vecinătatea regiunii de saturație). Curentul periodic nesinusoidal  $i_c$  are, drept componente Fourier, fundamentală de amplitudine  $I_{c1}$  și frecvență egală cu cea a semnalului — reprezentînd răspunsul nedistorsionat — ( $f = \omega/2\pi$ ) și armonicile de amplitudine  $I_{c2}$ ,  $I_{c3}$  etc., cu frecvențele  $2f$ , respectiv  $3f$  etc., constituind produsele de neliniaritate. Avem deci

$$d\% = \frac{\sqrt{I_{c2}^2 + I_{c3}^2 + \dots}}{I_{c1}} 100. \quad (4.4.79)$$

În regimul de funcționare al  $TB$  prezentat în fig. 4.4.20 — caracterizat prin faptul că  $m_2$  nu pătrunde în regiunea de blocare ( $i_c \neq 0$  pe toată durata semnalului), regim numit, după cum vom vedea mai departe, clasă A de funcționare — va trebui să alegem un  $TB$  cu  $P_{DM} \geq 3P_U$ .

Pentru a justifica această cerință, admitem provizoriu că  $V_{CE} = V_{ce} = V_{CC}/2$  și  $I_C = I_c$ , unde  $V_{ce}$  și  $I_c$  sînt amplitudinile componentelor variabile  $v_{ce}$  și  $i_c$  (v. diagramele temporale din fig. 4.4.20). De fapt, prin aceasta facem aproximațiile:  $i_c$  și  $v_{ce}$  sînt sinusoidale,  $m_1$  se confundă cu  $M_1$  (adică se neglijează  $V_{CESat}$ ) și  $m_2$  se confundă cu  $M_2$  (adică  $TB$  este comandat pînă la blocare). Să calculăm puterile de regim dinamic,

— Puterea absorbită (din sursa  $V_{CC}$ ):

$$P_A \stackrel{D}{=} \frac{1}{T} \int_0^T V_{CC} i_c dt = \frac{1}{T} \int_0^T V_{CC} (I_C + I_c \sin \omega t) dt = V_{CC} I_C; \quad (4.4.80)$$

deci  $P_A$  este aceeași în regim dinamic și static,

— Puterea în rezistența  $R_L$ :

$$P_{RL} \stackrel{D}{=} \frac{1}{T} \int_0^T R_L i_c^2 dt = \frac{1}{T} \int_0^T R_L (I_C + I_c \sin \omega t)^2 dt = R_L I_C^2 + \frac{1}{2} R_L I_c^2. \quad (4.4.81)$$

$P_{RL}$  are deci două componente: cea de curent continuu,  $P_{RL0} = R_L I_C^2$ , care este aceeași în regim dinamic și static, și cea de curent alternativ, numită putere utilă

$$P_U = \frac{1}{2} R_L I_c^2 = \frac{1}{2} V_{ce} I_c \quad (\text{deoarece } V_{ce} = R_L I_c); \quad (4.4.82)$$

aceasta apare numai în regim dinamic și reprezintă, cantitativ, efectul util al amplificării semnalului  $i_b$  în putere.

— Puterea disipată de tranzistor :

$$P_D \stackrel{D}{=} \frac{1}{T} \int_0^T v_{CE} i_C dt = \frac{1}{T} \int_0^T (V_{CE} - V_{ce} \sin \omega t)(I_C + I_c \sin \omega t) dt = \\ = V_{CE} I_C - \frac{1}{2} V_{ce} I_c. \quad (4.4.83)$$

Observăm că în regim static  $P_D = V_{CE} I_C$ , iar în regim dinamic scade exact cu  $P_U$ , ceea ce evidențiază faptul remarcabil că pentru tranzistor regimul dinamic este mai ușor, adică TB este obligat să disipe o putere mai mică, ceea ce înseamnă scăderea temperaturii de lucru a dispozitivului. Mai observăm, din rel. (4.4.80–83), că bilanțul energetic se verifică:  $P_{RL} + P_D = (R_L I_C + V_{CE}) I_C = V_{CC} I_C \equiv P_A$ ; adică, energia (în unitatea de timp) absorbită din sursa  $V_{CC}$  este convertită parțial în efect util ( $P_U$ ), iar restul se disipă sub formă de căldură:  $P_D$  în tranzistor, și componenta de c.c.  $R_L I_C^2$  în rezistența  $R_L$ . (După cum vom vedea, pierderea  $R_L I_C^2$  poate fi evitată cuplînd sarcina la tranzistor nu direct, ca în fig. 4.4.19, ci printr-un transformator.)

Luînd, precum am spus,  $V_{CE} = V_{CC}/2$ , TB trebuie să disipe în regimul dezavantajos, adică în cel static, puterea  $P_D = V_{CE} I_C = V_{CC} I_C/2$ . Introducînd și în (4.4.82)  $V_{ce} = V_{CC}/2$  și  $I_c = I_C$ , rezultă  $P_U = V_{CC} I_C/4$ , de unde obținem  $P_U = 2P_U$ . Dar  $P_U$  din ultima egalitate este valoarea ideală (obținută cînd punctul dinamic ar explora segmentul  $\overline{M_1 M_2}$ ). Atunci, pentru a obține efectiv puterea utilă necesară în funcționarea dinamică reală a TB va trebui să alegem un tranzistor cu  $P_{DM}$  mai mare. Majorarea cu 50% este uzuală în practică; rezultă deci,  $P_{DM} \geq 3P_U$ .

De subliniat că, în condițiile ideale de mai sus, rezultă randamentul  $\eta \stackrel{D}{=} P_U/P_A = (V_{CC} I_C/4)/V_{CC} I_C = 1/4 = 25\%$ . Acesta este randamentul maxim al etajului din fig. 4.4.19 și care, evident, în practică nu poate fi atins.

După alegerea TB, fixăm punctul static (de repaus)  $M_0$  în regiunea admisă a caracteristicilor de ieșire, pe hiperbola de disipație maximă ( $HDM$  în fig. 4.4.20), astfel încît tangenta în  $M_0$  la  $HDM$ , și care reprezintă  $DS$ , să permită delimitarea unei  $CD$  cît mai ample, cu segmente  $\overline{M_0 m_1}$  și  $\overline{M_0 m_2}$  de lungimi cvasieegale,  $m_1$  și  $m_2$  fiind, precum rezultă din fig. 4.4.20, punctele de intersecție ale  $DS$  cu caracteristici simetrice (ca parametru  $i_B$ ) în raport cu cea care conține pe  $M_0$ . Apoi, din grafic (v. fig. 4.4.20), determinăm  $R_L (\cong \tan \gamma)$ ,  $V_{CC}$ ,  $V_{CE}$ ,  $I_C$ ,  $I_B$ ,  $I_b$ ,  $I_{C_{MAX}}$ ,  $I_{C_{MIN}}$ ,  $V_{CE_{MAX}}$  și  $V_{CE_{MIN}}$ . În continuare putem calcula elementele auxiliare (de exemplu,  $R_A$ ,  $R_B$ ,  $R_E$  etc., cf. cap. 4.4.1).

$CD$  servește și la determinarea grafo-analitică a coeficientului  $d$ . În cazul cel mai simplu, se presupune că la curentul de colector liniar,  $I_C + a_1 I_b \sin \omega t$  se adaugă, ca efect al neliniarității caracteristicilor, doar un termen patrat,  $a_2 I_b^2 \sin^2 \omega t$  ( $a_1$ ,  $a_2$  — coeficienți). Ca urmare,  $i_C = I_C + a_1 I_b \sin \omega t + a_2 I_b^2 \sin^2 \omega t$ , adică se ia în considerare — alături de

fundamentala de amplitudine  $I_{c1}$  — și armonica a doua de amplitudine  $I_{c2}$ . Coeficienții  $a_1$  și  $a_2$  se determină cunoscând (din graficul 4.4.20), în afară de  $I_C = i_C(I_B)$ , încă două valori:  $I_{CMAX} = i_C(I_B + I_b)$  și  $I_{CMIN} = i_C(I_B - I_b)$ . (Procedeul este cunoscut ca metodă a celor 3 puncte.) Facem deci:  $i_C = I_{CMAX}$  pentru  $\omega t = \pi/2$  și  $i_C = I_{CMIN}$  pentru  $\omega t = 3\pi/2$ . Obținem sistemul:

$$\begin{aligned} I_{CMAX} &= I_C + a_1 I_b + a_2 I_b^2 \\ I_{CMIN} &= I_C - a_1 I_b + a_2 I_b^2 \end{aligned}$$

care, rezolvat în raport cu  $a_1$  și  $a_2$ , ne conduce la valorile  $a_1 = (I_{CMAX} - I_{CMIN})/2I_b$  și  $a_2 = (I_{CMAX} + I_{CMIN} - 2I_C)/2I_b^2$ . Introducem aceste valori în expresia lui  $i_C$ . Obținem

$$i_C = I_C + \frac{I_{CMAX} - I_{CMIN}}{2} \sin \omega t + \frac{I_{CMAX} + I_{CMIN} - 2I_C}{2} \frac{1 - \cos 2\omega t}{2},$$

de unde rezultă

$$I_{c1} = (I_{CMAX} - I_{CMIN})/2 \quad (4.4.84)$$

și

$$I_{c2} = |I_{CMAX} + I_{CMIN} - 2I_C|/4 \quad (4.4.85)$$

$$I'_C = I_C \pm I_{c2}. \quad (4.4.86)$$

Mărimea  $I'_C$ , dată de (4.4.86), corespunde punctului mediu  $M'_0$ , care este deplasat față de punctul de repaus (static, din lipsa semnalului)  $M_0$ , ca efect al neliniarității. Cum în practică  $I_{c2} \ll I_C$  ( $d$  tipic fiind de câteva procente), se poate considera  $I'_C \simeq I_C$  și deci  $M'_0$  se confundă cu  $M_0$ . Aplicând rel. (4.4.79) obținem coeficientul de distorsiuni neliniare:

$$d = \frac{I_{c2}}{I_{c1}} = \frac{1}{2} \frac{|I_{CMAX} + I_{CMIN} - 2I_C|}{I_{CMAX} - I_{CMIN}} = \frac{1}{2} \frac{|\overline{M_0 m_1} - \overline{M_0 m_2}|}{m_1 m_2}. \quad (4.4.87)$$

Adesea, armonica a treia nu se poate neglija (uneori este chiar mai importantă ca a doua). Atunci se aplică metoda celor 5 puncte. Se iau două puncte suplimentare (necesare determinării coeficienților  $a_1, a_2, a_3$ ) pe  $CD$ , la  $i_B = I_B + I_b/2$  și  $i_B = I_B - I_b/2$ , în rest procedându-se ca mai sus.

Dacă valoarea  $d$  este neacceptabilă, se caută altă variantă pentru lungimea sau/și poziția  $CD$  ( $I_b, M_0, \gamma$ ); în orice caz,  $CD$  trebuie să fie sub  $HDM$  sau, într-o exprimare mai completă, ea trebuie să aparțină regiunii admise.

În final, se calculează puterile cu exp. (4.4.80–83) și randamentul,

$$\eta = \frac{P_U}{P_A} = \frac{1}{2} \frac{V_{ce} I_c}{V_{CC} I_C}, \quad (4.4.88)$$

folosind valorile  $I_c = I_{c1}$  (dat de rel. (4.4.84)) și  $V_{ce} = V_{ce1} = R_L I_{c1}$ .

În încheierea acestui paragraf, menționăm că se utilizează frecvent în practică repetorul pe emitor (v. cap. 4.4.2) ca etaj de ieșire (decî în

regim de semnal mare), atât în amplificatoarele cu componente discrete, cât și în circuitele integrate, pentru că, deși introduce o amplificare de putere importantă, el se distinge printr-o impedanță de ieșire mică, ceea ce îi asigură un răspuns în tensiune cvasiindependent de impedanța de sarcină și de frecvență.

**CLASE DE FUNCȚIONARE.** În dependență de poziția punctului  $M_0$  și de amplitudinea semnalului, un tranzistor poate lucra într-unul din următoarele regimuri, numite clase de funcționare: clasă A, AB, B sau C.

Să presupunem că la intrarea tranzistorului amplificator în conexiune EC se aplică semnalul sinusoidal  $v_{be} = V_{be} \sin \omega t$ . Folosind modelul liniarizat al caracteristicii de transfer  $i_c = i_c(v_{BE})$  (v. fig. 4.2.7), am reprezentat în fig. 4.4.21 relația grafică semnal-răspuns corespunzătoare celor patru clase de funcționare. Semnalul  $v_{be}$ , suprapus tensiunii de polarizare  $V_{BE}$  din punctul mediu  $M_0$ , este redat pe durata unei perioade a sa,  $T = 2\pi/\omega$ . Curentul  $i_c$ , care conține răspunsul, poate curge însă nu pe întregul unghi corespunzător perioadei  $\omega T = 2\pi \text{ rad} = 360^\circ$ , ci și pe unul mai mic decât acesta (v. cele 4 grafice din fig. 4.4.21). Pe baza acestei obser-

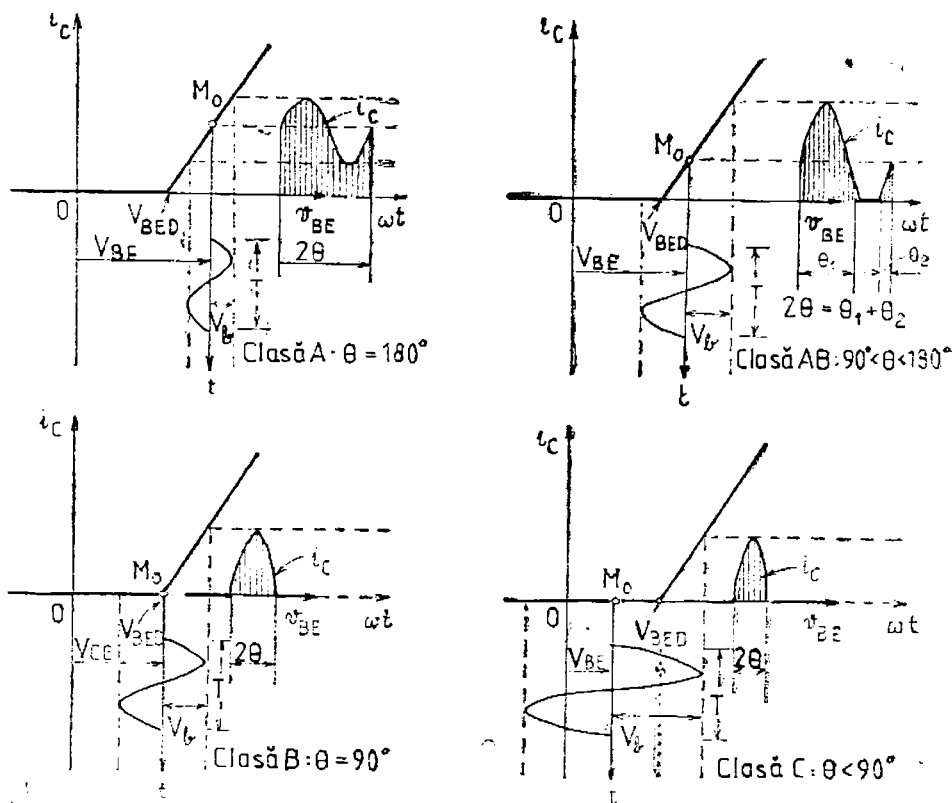


Fig. 4.4.21.

vații se introduce parametrul denumit unghi de tăiere (sau unghi de deschidere)  $\theta$ , definit ca jumătatea intervalului ( $\omega t$ ,  $\omega t + \omega T$ ) pe care răspunsul instantaneu, la semnalul sinusoidal de perioadă  $T$ , este nenul.

Unghiul de deschidere  $\theta$  depinde (v. fig. 4.4.21) atât de poziția lui  $M_0$ , cât și de amplitudinea semnalului și este utilizat ca parametru unic de definire a claselor de funcționare.

**Funcționarea în clasă A** se caracterizează prin  $\theta = 180^\circ$ . Punctul  $M_0$  se plasează (prin alegerea polarizării  $V_{BR}$ ) pe caracteristică în porțiunea centrală cvasiliniară (v. și caracteristica de intrare reală din fig. 4.2.4), iar semnalul trebuie să aibă o amplitudine relativ mică. Clasa A se distinge prin coeficient de distorsiuni neliniare ( $d$ ) redus, dar și printr-un randament ( $\eta$ ) mic. Este specifică funcționării TB în etaje AF de semnal mic.

**Funcționarea în clasă AB** se caracterizează printr-un unghi  $\theta$  cuprins între  $90^\circ$  și  $180^\circ$ . Se trece din clasă A în AB dacă se mărește semnalul, sau/și se deplasează punctul  $M_0$  către cotul caracteristicii. Ca urmare se mărește  $\eta$  dar și  $d$ . Tranzistoarele din etajele AF de semnal mare simetrice (unde răspunsul nu conține practic armonici pare) funcționează de regulă în această clasă.

**Funcționarea în clasă B** se obține când  $M_0$  se plasează chiar în cotul caracteristicii de transfer, deci când  $V_{BR} = V_{BED}$ . Rezultă  $\theta = 90^\circ$ .

**Funcționarea în clasă C** se caracterizează prin  $\theta < 90^\circ$  și implică  $V_{BE} < V_{BED}$ .

Clasele B și C — furnizând un răspuns sub formă de impulsuri, deci cu spectru întins de armonici — nu sînt proprii funcționării TB din amplificatoare AF. Datorită randamentului ridicat (de pînă la 80%) și posibilității de filtrare a armonicilor nedorite, în clasele B și C lucrează tranzistoarele din circuitele de radiofrecvență, cum sînt amplificatoarele de putere și multiplicatoarele de frecvență.

## ETAJ FINAL, CLASĂ A CU TRANSFORMATOR DE IEȘIRE.

Un amplificator de AF este format din mai multe etaje conectate în cascadă, adică poarta de ieșire a unuia este totodată și poartă de intrare pentru următorul. Etajele dinspre sursa de semnal (care poate fi, de exemplu, un microfon) sînt de semnal mic iar cele dinspre sarcină (de exemplu, un difuzor) — de semnal mare. Ultimul etaj al amplificatorului de AF se numește etaj final.

Schema standard a etajului final echipat cu un tranzistor funcționînd în clasă A este cea prezentată în fig. 4.4.22. Diferența față de schemele discutate pînă aici o constituie prezența transformatorului de ieșire TR, a cărui înfășurare primară, cu  $n_1$  spire, este conectată în circuitul de colector (bornele CC'); la bornele OO' ale înfășurării secundare (cu  $n_2$  spire), este conectată sarcina de rezistență  $R_L$ .

Transformatorul are, în primul rînd, rol de adaptare, adică de convertire a valorii  $R_L$  (rezistența nominală a difuzorului) într-o valoare  $R_{LP}$  — rezistență reflectată în primar (raportată sau adusă la primar). Valoarea  $R_{LP}$  este cea determinată grafic din înclinarea CD, astfel ca  $P_U$  să fie

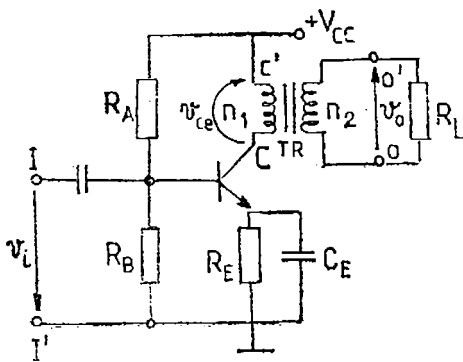


Fig. 4.4.22.

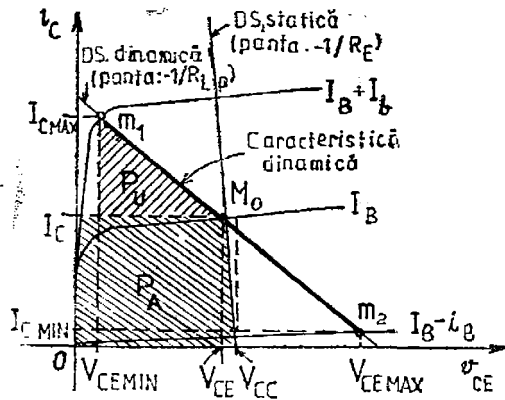


Fig. 4.4.23.

maxim la coeficient  $d$  acceptabil (v. în acest capitol „Calculul amplificatorului de semnal mare”, unde  $R_L$  semnifică pe  $R_{LP}$  de aici). Este necesară această adaptare deoarece, de regulă,  $R_L$  este mult diferit de  $R_{LP}$  cerut de tranzistor. Pentru realizarea adaptării, se dimensionează  $TR$  astfel încît la intrarea  $CC'$  să măsurăm  $R_{LP}$  cînd la ieșirea  $OO'$  conectăm  $R_L$ . La intrarea unui  $TR$  de  $AF$  real apare, riguros vorbind, o impedanță dependentă de frecvența semnalului, atunci cînd conectăm  $R_L$  în secundar. Aproximînd  $TR$  cu unul ideal, ceea ce este admis la frecvențe mijlocii din banda de  $AF$ , atunci  $R_L$  se reflectă în primar tot ca o rezistență,  $R_{LP}$ , dependentă de  $R$  și de raportul de transformare  $n_1/n_2$ . Relația dintre  $R_L$  și  $R_{LP}$  se stabilește avînd în vedere că la  $TR$  ideal raportul tensiunilor alternative (pe care le asimilăm cu fundamentalele respective) din primar ( $v_{cs} = V_{cs} \sin \omega t$ ) și secundar ( $v_o = V \sin \omega t$ ) este egal cu raportul de transformare

$$\frac{V_{ce}}{V_o} = \frac{n_1}{n_2}, \quad (4.4.89)$$

iar puterea alternativă injectată în primar, adică în rezistența  $R_{LP}$  văzută la intrarea  $CC'$ , o regăsim (în baza legii de conservare a energiei, aplicată transformatorului ideal) în  $R_L$ :

$$\frac{1}{2} \frac{V_{ce}^2}{R_{LP}} = \frac{1}{2} \frac{V_o^2}{R_L}. \quad (4.4.90)$$

Din rel. (4.4.89–90) rezultă

$$R_{LP} = \left( \frac{n_1}{n_2} \right)^2 R_L. \quad (4.4.91)$$

În al doilea rînd,  $TR$  cuplează sarcina la tranzistor numai în ce privește semnalul. În acest fel, curentul continuu de colector  $I_C$  nu mai străbate pe  $R_L$  și se evită deci căderea de tensiune  $R_L I_C$ , respectiv pier-

derea de putere  $R_L I_C^2$  (v. rel. (4.4.81)); puterea de c.c. pierdută reprezintă aproape 50% din puterea absorbită de la sursa  $V_{CC}$  în cazul conectării directe a sarcinii la  $TB$ , ca în fig. 4.4.19.

Calculul etajului nu diferă în principiu de cel prezentat în legătură cu schema din fig. 4.4.19. De observat însă că  $DS$  statică și dinamică sînt acum distincte (v. fig. 4.4.23).  $DS$  statică are practic panta  $-1/R_E$ , deoarece în circuitul de ieșire, pentru componenta de c.c., apare doar  $R_E$  și rezistența înfășurării primare iar aceasta din urmă este neglijabilă față de  $R_E$ .  $DS$  dinamică are panta  $-1/R_{LP}$  fiindcă, pentru semnal,  $R_E$  este scurtcircuitat de  $C_E$ .

După determinarea lui  $R_{LP}$  (din înclinarea  $DS$  dinamice), și avînd  $R_L$  cunoscut (mărime dată), calculăm cu (4.4.91) raportul  $n_1/n_2 = \sqrt{R_{LP}/R_L}$  care servește la dimensionarea  $TR$ .

Plecînd de la rel. (4.4.80–83), rezultă expresiile puterilor,

$$P_A = V_{CC} I_C, \quad (4.4.92)$$

$$P_{RLP} = P_U = \frac{1}{2} R_{LP} I_C^2 = \frac{1}{2} V_{CE}^2 / R_{LP} = \frac{1}{2} V_{CE} I_C, \quad (4.4.93)$$

$$P_D = V_{CE} I_C - P_U, \quad (4.4.94)$$

$$P_{RE} \simeq R_E I_C^2 = (V_{CC} - V_{CE}) \cdot I_C, \quad (4.4.95)$$

și a randamentului.

$$\eta = \frac{P_U}{P_A} = \frac{1}{2} \frac{V_{CE} I_C}{V_{CC} I_C}. \quad (4.4.96)$$

Mai sus, ca și în fig. 4.4.23, am neglijat puterea de c.c. pierdută în rezistența înfășurării primare.  $P_{RE}$  din (4.4.95) este puterea disipată de  $R_E$  (cu aproximația  $I_E \simeq I_C$ ). Prin  $P_U$  am definit puterea de semnal injectată în primar. (Datorită pierderilor din  $TR$ , puterea în  $R_L$  este mai mică, egală cu  $\eta_{TR} P_U$ , unde  $\eta_{TR}$  este randamentul transformatorului, cu valoarea tipică de 0,8.)

În fig. 4.4.23 am evidențiat, prin hașurare, faptul că puterea absorbită  $P_A$  este proporțională cu aria dreptunghiului cu baza  $V_{CC}$  și înălțimea  $I_C$  iar puterea utilă  $P_U$  cu cea a triunghiului dreptunghic avînd ipotenuza  $m_1 M_0$  (mai precis, cu media ariilor triunghiurilor avînd ipotenuzele  $m_1 M_0$  și  $m_2 M_0$ ). Rezultă aproximativ o dublare a randamentului față de cel al schemei din fig. 4.4.19, deoarece, la  $P_U$  dat,  $P_A = V_{CC} I_C$  rezultă aproape dublu în fig. 4.4.20 față de fig. 4.4.23.

De altfel, dacă evaluăm randamentul în condiții ideale ( $V_{CE} = V_{CC}$  și  $I_E = I_C$  — v. fig. 4.4.23) rezultă  $\eta = 50\%$ , deci dublu față de randamentul schemei din fig. 4.4.19 în aceleași condiții. Creșterea randamentului este consecința cuplajului sarcinii prin transformator. Randamentul mai poate fi crescut (pînă în jur de 75%) folosind clasa de funcționare  $AB$ , cu un curent de repaus  $I_C$  foarte mic. Dar, în acest caz, coeficientul de distorsiuni neliniare rezultă de valoare acceptabilă numai dacă schema de amplificarea este simetrică (cu două sau, în general, cu un număr par de tranzistoare funcționînd în contratimp).



## 5. TRANZISTOARE CU EFECT DE CÎMP ȘI APLICAȚII FUNDAMENTALE

După tranzistoarele bipolare, cele cu efect de cîmp sînt cele mai importante structuri semiconductoare, atît ca dispozitive electronice discrete, cît și ca elemente de circuit integrat.

Funcționarea tranzistoarelor cu efect de cîmp (TEC) se bazează pe variația conductanței unui strat de material semiconductor, numit canal, sub acțiunea cîmpului electric creat de tensiunea aplicată electrodului de control, numit grilă (G) sau poartă.

Spre deosebire de TB, curentul prin TEC este datorat deplasării unui singur tip de purtători, electroni sau goluri, după cum canalul este de tip *n*, respectiv *p*. Din cauza aceasta TEC se mai numește și tranzistor unipolar.

Pentru desemnarea tranzistoarelor cu efect de cîmp, se utilizează adesea prescurtarea FET (Field Effect Transistor).

După modul de realizare a porții, distingem :

a) TEC cu grilă izolată (Insulated Gate) sau TEC metal-oxid (izolator) — semiconductor; prescurtări alternative: TECMIS, TECMOS, tranzistor MOS, TMOS, IGFET sau MOSFET;

b) TEC cu grilă joncțiune; prescurtat: TECJ sau JFET.

În capitolul de față se va trata mai detaliat tranzistorul cu efect de cîmp cu grilă izolată. După prezentarea calitativă a tranzistorului, se analizează structura MOS, funcționarea TMOS în regim static și apoi dinamic.

La tratarea TEC cu grilă joncțiune, care se face pe scurt, se evidențiază mai ales diferențele ce apar față de tranzistorul MOS.

În continuare, ca aplicații de bază ale TMOS și TECJ, se prezintă generarea, amplificarea și modularea semnalelor de radiofrecvență.

## 5.1. TRANZISTORUL MOS

### 5.1.1. PREZENTAREA CALITATIVĂ A TRANZISTORULUI MOS

**STRUCTURA TRANZISTORULUI MOS.** În fig. 5.1.1 este prezentată schematic structura unui tranzistor MOS. Ea este formată dintr-un substrat semiconductor de Si de tip  $p$ , în care au fost difuzate două regiuni de tip  $n$ , puternic dopate, sursa ( $S$ ) și drenă ( $D$ ), situate la o distanță  $L$  de ordinul  $10\ \mu\text{m}$ .

Suprafața semiconductorului, cuprinsă între  $S$  și  $D$ , denumită interfață, se acoperă cu un strat izolant, de regulă bioxid de siliciu crescut termic, cu grosimea  $x_0$ , de ordinul  $0,1\ \mu\text{m}$ . Peste oxid se depune o peliculă metalică, uzual de aluminiu, aceasta constituind grila sau poarta, la care se sudează terminalul corespunzător  $G$ .

Terminalele de sursă ( $S$ ), drenă ( $D$ ) și substrat (numit și bază și notat  $S_s$  sau  $B$ ) se conectează la regiunile semiconductoră respective tot prin pelicule metalice depuse pe ele. La unele TMOS discrete, din capsulă ies numai trei terminale, în care caz  $B$  este legat în interior la  $S$ .

Mărimea ariei de substrat ocupată de un TMOS (aria peliculei de Al a substratului) nu depășește  $10^{-2}\ \text{mm}^2$ , dimensiunea  $Z$  a acesteia fiind de ordinul  $1\ \text{mm}$ .

**PRINCIPIUL DE FUNCȚIONARE.** În funcționarea obișnuită a tranzistorului MOS, substratul se conectează la sursă, terminalul  $S$  luându-se și ca referință pentru potențial. În fig. 5.1.1, terminalele  $S$  și  $B$  sunt conectate la masă. În felul acesta, distingem două circuite: a) Circuitul de drenă — între terminalele  $D$  și  $S$ , unde putem aplica tensiunea de

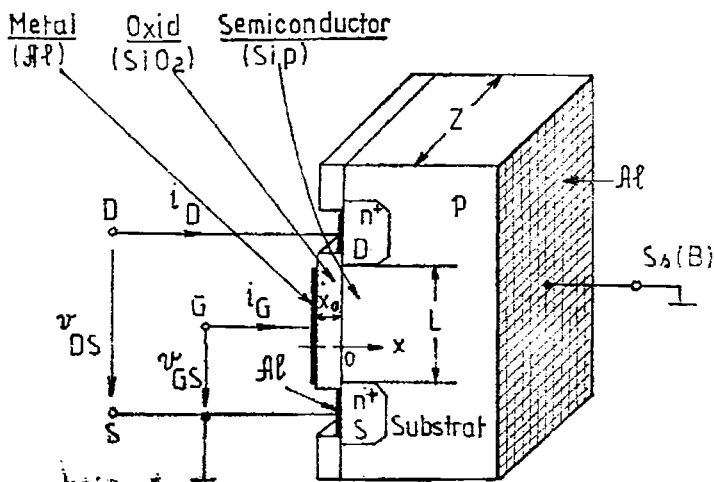


Fig. 5.1.1.

drenă  $v_{DS}$  și prin care poate circula curentul de drenă  $i_D$ . b) Circuitul de grilă (poartă) — între  $G$  și  $S$ , unde se poate aplica tensiunea de grilă  $v_{GS}$ ; în regim staționar (de c.c.) curentul de grilă  $i_G$  este nul, deoarece stratul de oxid crescut termic este un dielectric excelent și nu permite conducția electrică de la grilă spre semiconductor.

Dacă nu aplicăm tensiune de grilă  $v_{GS}$  sau dacă ea este negativă (minusul pe  $G$  și plusul pe  $S$ ), între sursă și drenă nu circulă curent, adică  $i_D = 0$ , indiferent de polaritatea și valoarea tensiunii de drenă  $v_{DS}$ . Cauza o constituie faptul că, după cum se observă în fig. 5.1.1, circuitul de drenă prin structura TMOS include două joncțiuni  $p^+n^+$  conectate în opoziție, și ca atare curentul nu poate trece în nici un sens.

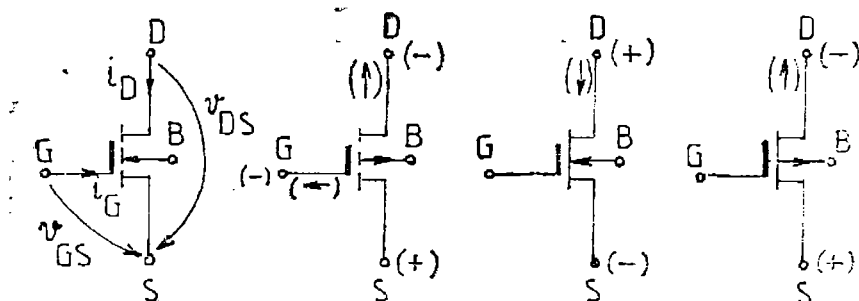
Aplicînd însă o tensiune  $v_{GS} > 0$ , cîmpul electric orientat în sensul metal ( $G$ ) — semiconductor (substrat) respinge de la interfață golurile, mărind totodată concentrația electronilor minoritari. Peste o anumită valoare  $V_p$  a tensiunii  $v_{GS}$ , numită tensiune de prag, concentrația electronilor la interfață devine mai mare decît concentrația golurilor, adică s-a inversat tipul de conductibilitate. Stratul superficial de la interfață în care, sub acțiunea cîmpului electric generat de tensiunea de grilă, a fost inversat tipul de conductibilitate a semiconductorului (în cazul de față de la  $p$  la  $n$ ) se numește strat de inversie sau canal indus (aici, canal indus  $n$ ).

Formîndu-se stratul de inversie (canalul  $n$ ) între  $D$  și  $S$ , cu același tip de conductibilitate ca regiunile respective, se asigură conducția electrică între drenă și sursă. Aplicînd atunci o tensiune  $v_{DS}$ , prin circuitul de drenă va trece un curent  $i_D$ , cu sensul corespunzător polarității lui  $v_{DS}$ .

Dacă, după formarea canalului, mărim tensiunea  $v_{GS}$ , conductanța  $g$  a canalului va crește, deoarece se intensifică cîmpul electric la interfață și un număr mai mare de electroni se acumulează în canal. Prin urmare, conductanța  $g$  va fi comandată de  $v_{GS}$  prin intermediul cîmpului electric dintre grilă și substrat. Cu alte cuvinte, curentul  $i_D$  este controlat de tensiunea  $v_{GS}$  cînd aceasta depășește valoarea de prag  $V_p$ .

**TIPURI DE TRANZISTOARE MOS. SIMBOLURI.** Tranzistorul la care ne-am referit, cu structura din fig. 5.1.1, este un TMOS cu canal indus  $n$ . El se reprezintă în scheme prin simbolul din fig. 5.1.2(a), unde s-a indicat și convenția de semne pentru tensiuni și curenți. Potrivit convenției respective, tensiunile și curenții sînt mărimi pozitive în funcționarea staționară normală. Săgeata din simbol indică sensul succesiunii  $p \rightarrow n$  pentru joncțiunea fizică (nemetallurgică) care apare în substrat, lîngă interfață, la formarea stratului de inversie.

Se înțelege că există și structură complementară celei din fig. 5.1.1: substrat de tip  $n$  și regiuni de drenă și sursă de tip  $p^+$ . Acesta reprezintă TMOS cu canal indus  $p$ , avînd simbolul din fig. 5.1.2, b; în paranteze s-au indicat polaritățile și sensurile reale ale tensiunilor, respectiv curenților, în funcționarea normală. Acestea sînt, evident, inverse față de situația precedentă, deoarece acum purtătorii din canal, care determină curentul  $i_D$ , sînt golurile.



a.) Canal indus  $n$  b.) Canal indus  $p$  c.) Canal inițial  $n$  d.) Canal inițial  $p$

Fig. 5.1.2.

Tranzistoarele MOS cu canal indus sînt numite și TEC în regim de îmbogățire, deoarece, pentru a obține curent de drenă, trebuie să îmbogățim interfața cu purtători minoritari.

O a doua categorie de tranzistoare cu grilă izolată sînt cele denumite tranzistoare MOS cu canal inițial. La acestea, canalul conductor există chiar cînd  $v_{GS} = 0$ . Tensiunea aplicată grilei, în funcție de polaritate, poate mări sau micșora conductanța canalului. Și în acest caz distingem TMOS cu canal inițial  $n$  și TMOS cu canal inițial  $p$ , ale căror simboluri sînt date în fig. 5.1.2, a, respectiv b.

În continuare, ne vom referi de regulă la TMOS cu canal  $n$ ; ca și în cazul TB, rezultatele se pot adapta fără dificultate la structura complementară.

## 5.1.2. STRUCTURA MOS

Un aspect esențial în studiul tranzistorului MOS îl constituie legătura dintre tensiunea  $v_{GS}$  aplicată grilei și conductanța  $g$  a canalului indus în substrat, la interfața semiconductor — oxid, în absența tensiunii  $v_{DS}$  (deci și a curentului de drenă).

Pentru a stabili relația menționată, se consideră separat structura plan-paralelă formată din metalul porții, oxidul izolant și substratul semiconductor, aflate în contact ca în fig. 5.1.1, și care reprezintă o structură metal — oxid — semiconductor (structură MOS sau condensator MOS).

Se va examina structura MOS ideală, adică se va neglija efectul diferenței de lucru de ieșire metal-semiconductor, al eventualelor sarcini de la interfață și din oxid, și al stărilor de suprafață.

O observație importantă este aceea că, avînd  $i_G = 0$  în regim staționar (datorită calității de izolant a bioxidului de siliciu), semiconductorul

rămâne la echilibru termic și când se aplică tensiunea de polarizare  $v_{GS}$ . Ca urmare, este valabilă ecuația de echilibru  $n p = n_i^2$ , iar nivelul Fermi este constant în întregul substrat, inclusiv la interfață ( $x = 0$ , în fig. 5.1.1).

**ANALIZA ELECTROSTATICĂ.** Să ne referim, deci, la structura MOS a tranzistorului schițat în fig. 5.1.1, unde am dus și axa  $ox$  care traversează normal structura de la metal la substrat.

¶ Pentru o tensiune continuă oarecare,  $v_{GS}$ , aplicată între grilă și sursă (legată la masă împreună cu terminalul substratului), avem

$$v_{GS} = V_S + V_O, \quad (5.1.1)$$

unde  $V_S$  este variația totală de potențial pe semiconductor iar  $V_O$  — pe oxid.

Cîmpul electric  $\mathcal{E}$  în stratul plan-parallel subțire de oxid este

$$\mathcal{E}_0 = V_O / x_0, \quad (5.1.2)$$

care poate fi exprimat, în baza legii lui Gauss, și prin relația

$$\mathcal{E}_0 = Q_G / \epsilon_0 \epsilon_{ro}, \quad (5.1.3)$$

unde  $Q_G$  este sarcina pe unitatea de arie a metalului grilei, iar  $\epsilon_{ro}$  — permitivitatea relativă a oxidului. Din relațiile (5.1.2–3) obținem expresia:

$$V_O = Q_G / c_o, \quad (5.1.4)$$

în care

$$c_o = \epsilon_0 \epsilon_{ro} / x_0 \quad (5.1.5)$$

este capacitatea pe unitatea de arie a stratului de oxid.

La interfață (suprafața dinspre oxid a semiconductorului) se stabilește un cîmp  $\mathcal{E}_s$ . El poate fi exprimat în funcție de  $\mathcal{E}_0$  pe baza relației de continuitate a inducției electrice (care este orientată normal la interfață):  $\epsilon_{ro} \mathcal{E}_0 = \epsilon_{rs} \mathcal{E}_s$ , unde  $\epsilon_{rs}$  este permitivitatea relativă a semiconductorului. Rezultă deci

$$\mathcal{E}_s = \frac{\epsilon_{ro}}{\epsilon_{rs}} \mathcal{E}_0 = \frac{\epsilon_{ro}}{\epsilon_{rs}} \frac{V_O}{x_0} = \frac{Q_G}{\epsilon_0 \epsilon_{rs}}. \quad (5.1.6)$$

Cîmpul  $\mathcal{E}_s$  care acționează la interfață induce acolo, adică într-un strat subțire de la suprafața dinspre oxid a semiconductorului, o sarcină  $Q_s$  (pe unitatea de arie) de aceeași mărime cu  $Q_G$ , dar de semn opus:

$$Q_s = -Q_G. \quad (5.1.7)$$

Rezultatul (5.1.7) se obține fie din condiția de neutralitate globală a sistemului, fie scriind legea lui Gauss pentru  $\mathcal{E}_s$  și  $Q_s$ , și comparînd apoi relația găsită cu expresia (5.1.6).

**PROCESE LA INTERFAȚĂ.** Relațiile (5.1.1.–7) sînt valabile pentru orice  $v_{GS}$  staționar. Să examinăm acum comportarea semiconductorului în trei regimuri particulare, distincte prin procesele care apar la inter-

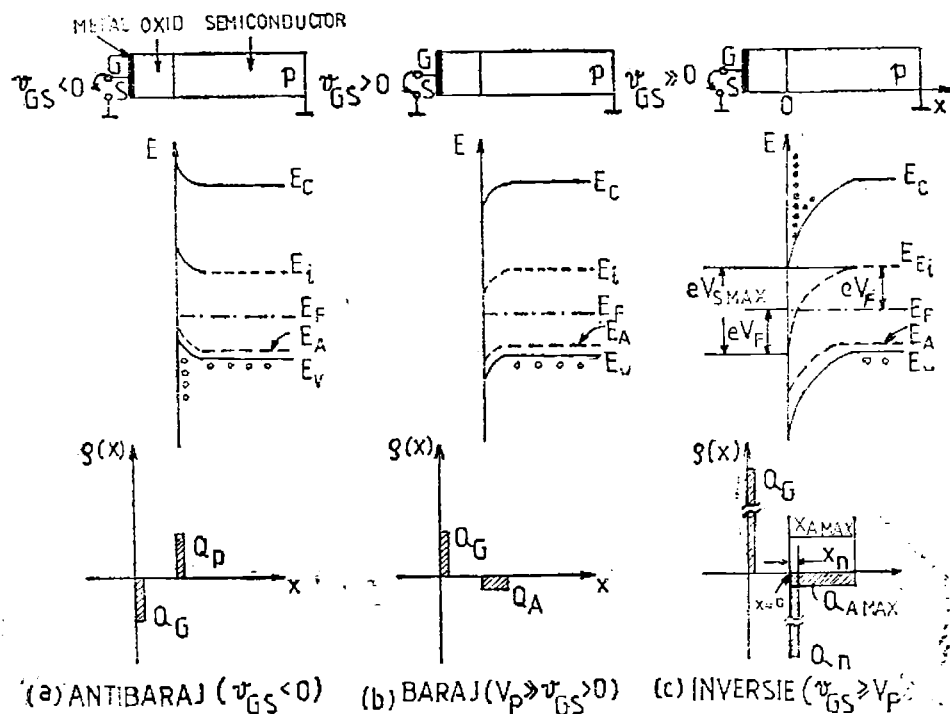


Fig. 5.1.3.

față și în vecinătatea ei. Reprezentările din fig. 5.1.3 redau diagrama de benzi energetice a semiconductorului și distribuția densității nete de sarcină  $\rho(x)$  în structura MOS pentru cele 3 cazuri (a, b, c).

a) Dacă pe poartă aplicăm o tensiune negativă ( $v_{GS} < 0$ ), câmpul  $\mathcal{E}_s$  orientat în sensul  $-x$  induce în semiconductor, la interfață, o sarcină pozitivă  $Q_P$  constînd dintr-o acumulare de goluri (fig. a).

Ca urmare a unei concentrații de goluri  $p$  mărite la interfață (în raport cu cea din volumul semiconductorului), benzile de energie se curbează în sus, astfel ca  $E_i$  la interfață să se îndepărteze de  $E_F$ , după cum cere relația  $p = n_i \exp[(E_i - E_F)/kT]$ . Stratul de sarcină netă format prin acumularea de purtători majoritari la interfață se numește strat de anti-baraj.

b) Aplicăm acum pe grilă o tensiune pozitivă mică (fig. b). Câmpul  $\mathcal{E}_s$  este orientat în sensul  $+x$  (de la oxid spre semiconductor). Ca urmare, el împinge golurile de la interfață, lăsînd în urmă o regiune de sarcină spațială, de lărgime  $x_A$ , golită de purtători majoritari. Ea se numește strat de baraj.

Deci, la suprafața semiconductorului este indusă sarcina spațială negativă a ionilor acceptori necompensați de concentrație  $N_A$ ; pe unitatea de arie, această sarcină este

$$Q_A = -eN_A x_A. \quad (5.1.8)$$

Benzile de energie se vor curba în jos, pentru ca la interfață  $E_i$  să se apropie de  $E_F$ , întrucît acolo scade concentrația  $p$  a golurilor. Curbairea benzilor măsoară căderea de potențial  $V_S$  de-a lungul semiconductorului.

c) Prin creșterea tensiunii pozitive  $v_{GS}$ , cresc simultan  $V_S$  (dat de curbarea benzilor),  $x_A$  și mărirea sarcinii  $Q_A$ .

Datorită acțiunii cîmpului  $\mathcal{E}_S$  intens apare, totodată, o acumulare de electroni (purători minoritari) la interfață. La o anumită valoare a tensiunii de poartă, reprezentînd tensiunea de prag  $V_P$ , concentrația  $n$  a electronilor la interfață egalează concentrația  $N_A$  a atomilor acceptori, ceea ce înseamnă de fapt că un strat foarte subțire de la suprafața semiconductorului și-a inversat tipul de conductibilitate, de la  $p$  la  $n$ . Acesta este stratul de inversie sau canalul de tip  $n$ . El se caracterizează printr-o grosime foarte mică  $x_n$  la suprafața semiconductorului și o sarcină negativă  $Q_n$  (pe unitatea de arie) indusă de cîmpul intens  $\mathcal{E}_S$  (v. fig. c).

După instalarea inversiei, o creștere mică a lui  $V_S$  (determinată, evident, de mărirea lui  $v_{GS}$  peste  $V_P$ ) — adică o mică accentuare a curbării în jos a benzilor — provoacă o creștere foarte mare a lui  $Q_n$ , care reprezintă, precum vom vedea, efectul util de control al conductanței  $g$ . Creșterea rapidă, de tip exponențial,  $Q_n \sim \exp(eV_S/kT)$ , este consecința distribuției Boltzmann a electronilor după energie. Din cauza aceasta, este justificat a considera că după inversie  $V_S$  rămîne cvasiconstant, la valoarea  $V_{SMAX}$  atinsă în momentul instalării inversiei, adică la  $v_{GS} = V_P$ .

De asemenea, pentru  $v_{GS} > V_P$ , lărgimea regiunii golite și mărirea sarcinii spațiale rămîn la valorile  $x_{AMAX}$ , respectiv  $Q_{AMAX}$  (v. fig. 5.1.3, c) de la  $v_{GS} = V_P$ . Cele două mărimi, care sînt reciproc proporționale conform rel. (5.1.8), cresc doar parabolic cu  $V_S$ :  $x_A, Q_A \sim V_S^{1/2}$ . Ultima afirmație se explică în felul următor. După inversie, cum am arătat, se formează o joncțiune fizică  $pn$ , care se poate asimila cu o joncțiune  $pn$  metalurgică abruptă și asimetrică, deoarece  $x_n \ll x_A$ . Putem atunci folosi rel. (2.2.18) punînd  $l = x_A$ ,  $V_o$  (diferența internă de potențial)  $= V_S$  și  $N_D \gg N_A$ . Rezultă atunci

$$x_A = \left( \frac{2\epsilon_0\epsilon_{rs}}{eN_A} V_S \right)^{1/2}. \quad (5.1.9)$$

Prin urmare, pentru  $v_{GS} \geq V_P$ , avem

$$x_A \simeq \text{const.} = x_{AMAX} = \left( \frac{2\epsilon_0\epsilon_{rs}}{eN_A} V_{SMAX} \right)^{1/2} \quad (5.1.10)$$

și

$$Q_A \simeq \text{const.} = Q_{AMAX} = -eN_A x_{AMAX} = -(2\epsilon_0\epsilon_{rs}N_A V_{SMAX})^{1/2}. \quad (5.1.11)$$

unde  $V_{SMAX}$  este căderea de potențial pe semiconductor la instalarea în versiei.

Valoarea  $V_{SMAX}$  se determină din condiția de inversie: la interfață concentrația  $n$  a electronilor trebuie să devină egală cu concentrația  $N_A$  a atomilor acceptori; totodată  $N_A$  este cvasiegală cu concentrația  $p$  a golurilor din volumul semiconductorului (regiunea neutră), ceea ce impune ca  $E_i$  la interfață să coboare sub  $E_F$ , exact cu cât el se află deasupra lui  $E_F$  în regiunea neutră (v. fig. 5.1.3, c). Avem deci

$$V_{SMAX} = 2 V_F, \quad (5.1.12)$$

unde prin  $V_F$  am notat mărimea  $(E_i - E_F)/e$ , evaluată în regiunea neutră. Deoarece  $p = n_i \exp eV_F/kT \simeq N_A$ , rezultă  $V_F = V_T \ln(N_A/n_i)$ , și deci rel. (5.1.12) devine

$$V_{SMAX} = 2V_T \ln \frac{N_A}{n_i}. \quad (5.1.13)$$

**CONDUCTANȚA CANALULUI.** Să stabilim relația dintre conductanța  $g$  a canalului și tensiunea de grilă  $v_{GS}$ . Se înțelege că, teoretic,  $g \neq 0$  numai după instalarea inversiei, adică pentru  $v_{GS} > V_P$ .

Fie, în stratul de inversie, punctul de abscisă  $x$  (v. distribuția  $\rho(x)$  din fig. 5.1.3 c). Conductanța  $dg$  a canalului de grosime elementară  $dx$  în jurul lui  $x$  este dată de (v. și fig. 5.1.1)

$$dg = \sigma(x) \frac{Zdx}{L}, \quad (5.1.14)$$

unde  $\sigma(x)$  este conductivitatea la distanța  $x$  de interfață. Întrucît  $\sigma(x) = en(x)\mu_n$ , în care  $n(x)$  este concentrația electronilor din canal iar  $\mu_n$  — mobilitatea lor, rezultă

$$g = \frac{Z}{L} \int_0^{x_n} \sigma(x) dx = \mu_n \frac{Z}{L} \int_0^{x_n} en(x) dx. \quad (5.1.15)$$

Pe de altă parte, sarcina pe unitatea de arie a electronilor din canal (sarcina totală din canal raportată la aria  $LZ$ ) este

$$Q_n = - \int_0^{x_n} en(x) dx. \quad (5.1.16)$$

Comparînd relațiile (5.1.15) și (5.1.16) obținem legătura dintre conductanță și sarcina negativă acumulată în canalul indus  $n$ :

$$g = - \mu_n \frac{Z}{L} Q_n. \quad (5.1.17)$$

Să exprimăm acum pe  $Q_n$  în funcție de  $v_{GS}$ . Plecăm de la relația (5.1.7), observînd că pentru  $v_{GS} \geq V_P$  (la și după inversie) sarcina netă din se-



mic conductor (v. și fig. 5.1.3, c) este  $Q_s = Q_n + Q_{AMAX}$ . Rezultă deci  $Q_n + Q_{AMAX} = -Q_G$ , de unde

$$Q_n = -(Q_G + Q_{AMAX}). \quad (5.1.18)$$

Dar sarcina  $Q_G$  de pe metalul porții poate fi exprimată în funcție de  $v_{GS}$  eliminând pe  $V_0$  între relația (5.1.1) scrisă în condiții de inversie,  $v_{GS} = V_{SMAX} + V_0$ , și rel. (5.1.4). Obținem:  $Q_G = c_0(v_{GS} - V_{SMAX})$ . Substituind pe  $Q$  în expresia (5.1.18), rezultă

$$Q_n = -[c_0(v_{GS} - V_{SMAX}) + Q_{AMAX}]. \quad (5.1.19)$$

Introducând în rel. (5.1.17) valoarea lui  $Q_n$  dată de (5.1.19), găsim

$$g = \frac{\mu_n c_0 Z}{L} \left[ v_{GS} - \left( V_{SMAX} - \frac{Q_{AMAX}}{c_0} \right) \right]. \quad (5.1.20)$$

Folosind și dependențele (5.1.11) și (5.1.13), obținem conductanța canalului sub forma:

$$g = \beta(v_{GS} - V_P), \quad (5.1.21)$$

unde  $V_P$  este tensiunea de prag, dată de expresia

$$V_P = 2 \left( \frac{1}{c_0} \sqrt{\epsilon \epsilon_0 \epsilon_{rs} N_A V_T \ln N_A / n_i} + V_T \ln \frac{N_A}{n_i} \right) \quad (5.1.22)$$

iar  $\beta$  un factor dimensional (S/V) exprimând cantitatea

$$\beta \equiv \frac{\mu_n c_0 Z}{L} = \epsilon_0 \epsilon_{r0} \mu_n \frac{Z}{x_0 L}, \quad (5.1.23)$$

care poate fi numit pantă a conductanței sau, simplu, factor  $\beta$ .

Pentru aprecierea ordinului de mărime al parametrilor structurii MOS, să introducem în expresiile lor valori tipice pentru mărimile fizice-geometrice care intervin:  $\mu_n = 0,4 \text{ m}^2/\text{Vs}$ ,  $\epsilon_{r0} = 4(\text{SiO}_2)$ ,  $\epsilon_{rs} = 12(\text{Si})$ ,  $Z = 1 \text{ mm}$ ,  $L = 10 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $x_0 = 0,2 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $n_i = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  (Si, 300 K),  $V_T = 26 \text{ mV}$  (300 K). Găsim:  $c_0 = 180 \text{ pF/mm}^2$ ,  $\beta = 7,2 \text{ mS/V}$ ,  $V_{SMAX} = 0,7 \text{ V}$ ,  $x_{AMAX} = 0,3 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $-Q_{AMAX}/c_0 = 2,7 \text{ V}$ ,  $V_P = 3,4 \text{ V}$ .

### 5.1.3. TRANZISTORUL MOS ÎN REGIM STATIC

În fig. 5.1.4, a se prezintă o familie de caracteristici statice experimentale tipice pentru un tranzistor MOS cu canal indus  $n$ , mai precis — caracteristicile de ieșire  $i_D = i_D(v_{DS})$ , pentru  $v_{GS} = \text{parametru}$ .

Forma caracteristicilor — adică dependența curentului de drenă de valorile staționare ale tensiunilor de drenă ( $v_{DS}$ ) și de grilă ( $v_{GS}$ ) — este determinată de comportarea structurii MOS sub influența celor două tensiuni. În cap. 5.1.2 s-a examinat comportarea respectivă numai în funcție de  $v_{GS}$ , la  $v_{DS} = 0$ .

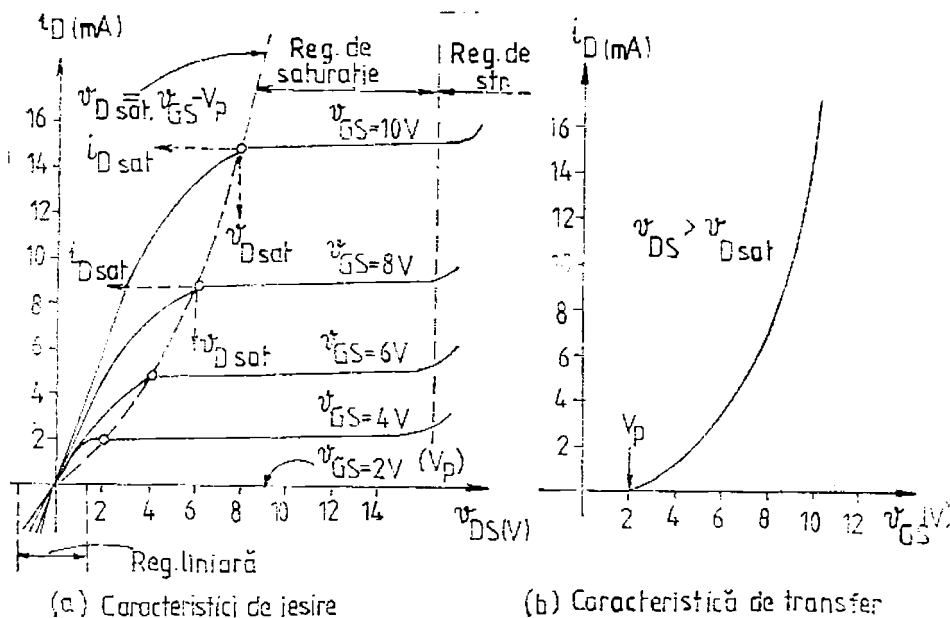


Fig. 5.1.4.

Pentru a urmări acum influența tensiunii  $v_{DS}$ , se redă în fig. 5.1.5 o secțiune prin structura tranzistorului MOS, reprezentând configurația canalului și a regiunii golite (zona hașurată) din substrat, pentru trei valori semnificative ale lui  $v_{DS}$ . Desigur, pentru studiul canalului, interesează valorile  $v_{GS} \geq V_P$ , deoarece ele asigură existența stratului de in-

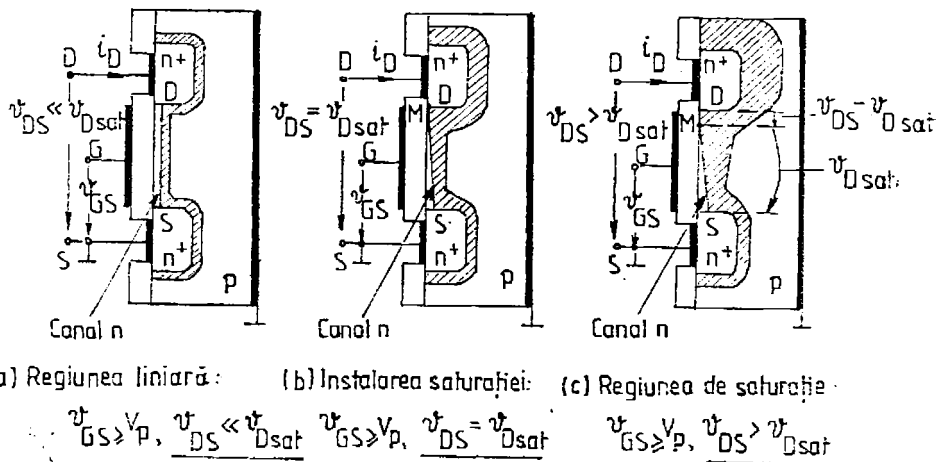


Fig. 5.1.5.

versie. Curentul de drenă  $i_D$  (curent de electroni) circulă de la borna  $D$ , prin regiunea de drenă  $n^+$ , canalul indus  $n$ , regiunea de sursă  $n^+$ , la borna  $S$ .

**REGIUNEA LINIARĂ A CARACTERISTICILOR.** Din fig. 5.1.4,  $a$  observăm că în jurul originii, adică pentru tensiuni  $v_{DS}$  mici, care nu depășesc câteva zecimi de volt,  $i_D$  variază liniar cu  $v_{DS}$ . Zona respectivă se numește regiune liniară a caracteristicilor. Lucrurile stau astfel pentru că, tensiunea  $v_{DS}$  fiind mică, ea nu modifică potențialul la interfață de-a lungul canalului. Atunci, cîmpul la interfață  $\mathcal{E}_s$  și sarcina  $Q_n$  pe care el o induce în canal depind numai de  $v_{GS}$ . Distribuția lor, ca și a regiunii golite, este uniformă între  $S$  și  $D$  (v. fig. 5.1.5,  $a$ ). Conductanța  $g = -\mu_n Z Q_n / L$  va fi determinată deci tot numai de  $v_{GS}$ .

Prin urmare, pentru valori mici  $v_{DS}$  în jurul originii și la  $v_{GS} > V_P$ , canalul se comportă liniar față de  $v_{DS}$ , deci ca o rezistență obișnuită, cu conductanța dată de rel. (5.1.21) adică

$$g = \beta(v_{GS} - V_P). \quad (5.1.24)$$

Atunci curentul de drenă în regiunea liniară este  $i_D = g v_{DS}$ , adică

$$i_D = \beta(v_{GS} - V_P)v_{DS} \text{ (în regiunea liniară)}. \quad (5.1.25)$$

Observăm că rel. (5.1.25) este în concordanță cu alura caracteristicilor de ieșire experimentale din regiunea liniară (v. fig. 5.1.4,  $a$ ). Ele reprezintă un fascicol de drepte care trec prin origine, cu panta dependentă de  $v_{GS}$  conform rel. (5.1.24). De aici derivă una din aplicațiile tranzistorului MOS, și anume aceea de dispozitiv cu conductanța (care apare între  $D$  și  $S$ ) controlată în tensiune (în sensul că poate fi variată modificînd tensiunea  $v_{GS}$ ).

**REGIUNEA DE SATURAȚIE A CARACTERISTICILOR.** Menținînd  $v_{GS}$  constant, la o valoare superioară lui  $V_P$  și mărind  $v_{DS}$ , constatăm că  $i_D$  nu mai crește proporțional cu  $v_{DS}$  ci cu o rată mai mică, ceea ce determină curbarea în jos a caracteristicii (v. fig. 5.1.4,  $a$ ).

Explicația acestei comportări este următoarea. Tensiunea  $v_{DS}$  devenind comparabilă cu  $V_{GS}$ , potențialul crescător pe care îl produce de-a lungul canalului (de la valoarea zero la capătul dinspre sursă, la valoarea  $+v_{DS}$  la capătul dinspre drenă) nu mai este neglijabil. Ca urmare,  $\mathcal{E}_s$  într-un punct este determinat de diferența dintre  $v_{GS}$  și potențialul aceluia punct; astfel, la capătul  $S$  al canalului diferența respectivă este chiar  $v_{GS}$ , dar la capătul  $D$  scade la  $v_{GS} - v_{DS}$ . Deci cîmpul  $\mathcal{E}_s$  slăbește către  $D$ .

Corespunzător, nici sarcina indusă în canal pe unitatea de arie nu mai are distribuția uniformă: ea are valoarea  $Q_n$  considerată anterior (în cap. 5.1.2 sau la examinarea regiunii liniare) doar la capătul  $S$ , și apoi scade treptat către  $D$ . În fig. 5.1.5, scăderea spre  $D$  a sarcinii induse în stratul de inversie este reprezentată intuitiv prin îngustarea canalului spre drenă.

Deci, sarcina totală indusă (care este proporțională cu numărul de electroni în stratul de inversie) și, corespunzător, conductanța canalului scad o dată cu mărirea lui  $V_{DS}$ . Ca urmare, rata de creștere a lui  $i_D$  cu  $v_{DS}$  se reduce treptat, indicând o tendință de saturație.

Mărind în continuare pe  $v_{DS}$ , la  $v_{GS} = \text{const.} > V_P$ , constatăm că la o anumită valoare  $v_{DSat}$ , numită tensiune de drenă de saturație, curentul atinge o valoare limită  $i_{DSat}$  — curent de drenă de saturație — și apoi nu mai crește practic cu  $v_{DS}$  (v. fig. 5.1.4, *a*). De observat că fiecărui  $v_{GS}$  îi corespunde o valoare proprie  $v_{DSat}$ , respectiv — un curent propriu  $i_{DSat}$ ; o astfel de polarizare a tranzistorului corespunde instalării saturației.

Instalarea saturației se produce în momentul cînd cîmpul  $\mathcal{E}$ , cel mai slab, respectiv diferența de potențial cea mai redusă care-l determină ( $v_{GS} - v_{DS}$ ) — și care apare la capătul dinspre drenă al canalului — ia valoarea minimă necesară inversiei. Rezultă

$$v_{GS} - v_{DSat} = V_P. \quad (5.1.26)$$

Starea particulară corespunzătoare instalării saturației este înfățișată în fig. 5.1.5, *b*, astfel încît să sugereze faptul că la un  $v_{GS}$  dat, mărind tensiunea de drenă pînă la valoarea

$$v_{DSat} = v_{GS} - V_P, \quad (5.1.27)$$

canalul indus se închide într-un punct  $M$  situat la extremitatea sa dinspre drenă. Dacă admitem pentru canal forma graduală din fig. 5.1.5, *b*, ceea ce înseamnă că sarcina negativă acumulată în canal, pe unitatea de arie, scade liniar de la valoarea  $Q_n$  la capătul  $S$  pînă la zero în punctul  $M$ , atunci putem folosi pentru calculul conductanței la instalarea saturației,  $g_{sat}$ , și a curentului respectiv,  $i_{DSat}$ , valoarea medie a lui  $Q_n$ , adică  $Q_{nsat} = Q_n/2$ . Deci,  $g_{sat} = -\psi_n Z Q_{nsat}/L \simeq -\mu_n Z Q_n/2L = g/2$  sau, avînd în vedere rel. (5.1.24)

$$g_{sat} \simeq \frac{1}{2} \beta (v_{GS} - V_P). \quad (5.1.28)$$

Pentru curentul de drenă de saturație rezultă expresia  $i_{DSat} = g_{sat} v_{DSat} \simeq (\beta/2)(v_{GS} - V_P)v_{DSat}$  sau, ținînd cont de rel. (5.1.27)

$$i_{DSat} \simeq \frac{1}{2} \beta (v_{GS} - V_P)^2. \quad (5.1.29)$$

Dacă mărim  $v_{DS}$  peste  $v_{DSat}$  (pentru  $v_{GS} = \text{const.} > V_P$ ) (v. fig. 5.1.5, *c*), punctul  $M$  de închidere a canalului coboară puțin spre  $S$ , pentru că acolo are loc acum egalitatea (5.1.26) (a crescut potențialul fiecărui punct de-a lungul canalului și deci valoarea  $v_{DSat}$  fixată prin rel. (5.1.27) apare acum mai jos, în  $M$ ).

Între stările (a), (b) și (c) din fig. 5.1.5 există o diferență și în ce privește regiunea golită. Lărgimea regiunii golite crește o dată cu tensiunea  $v_{DS}$ , pentru că  $V_{DS}$  acționează ca o tensiune de polarizare inversă

pentru joncțiunea  $pn^+$  dintre substratul  $p$  și drena  $n^+$ . Regiunea golită apare și se extinde cu creșterea lui  $v_{DS}$  practic numai în substrat și nu în regiunea de drenă puternic dopată. Din același motiv și pentru că — după cum am văzut în cap. 5.1.2 — stratul de inversie se comportă ca regiune  $n$  puternic dopată (aferentă joncțiunii fizice canal  $n$  — substrat  $p$ ), pătrunderea regiunii golite în stratul de inversie, adică distanța  $\overline{DM}$ , este neglijabilă față de distanța  $L$  dintre sursă și drenă, pentru toate valorile uzuale  $v_{DS}$ .

Prin urmare, după instalarea saturației, forma și lungimea canalului se conservă aproximativ. Atunci și conductanța canalului rămâne practic la valoarea dată de rel. (5.1.28). Deoarece după instalarea saturației, indiferent de valoarea  $v_{DS}$ , între capetele  $M$  și  $S$  ale canalului acționează tensiunea  $v_{Dsat}$  (v. fig. 5.1.5, c), iar conductanța canalului rămâne aproximativ  $g_{sat}$ , rezultă că  $i_D$  în regiunea de saturație, definită de  $v_{DS} > v_{Dsat}$ , este

$$i_D \simeq i_{Dsat} \simeq \frac{1}{2} \beta (v_{GS} - V_P)^2 \text{ (în reg. de saturație)}. \quad (5.1.30)$$

Deci curentul de drenă este cvasiconstant cu  $v_{DS}$ , pentru  $v_{DS} > v_{Dsat}$ , fapt confirmat de alura caracteristicilor experimentale, atât de ieșire (fig. 5.1.4, a), cât și de transfer (fig. 5.1.4, b), în regiunea de saturație.

În planul caracteristicilor de ieșire (fig. 5.1.4, a) am reprezentat, prin curba trasată cu linie întreruptă, locul geometric al punctelor care verifică ecuația (5.1.27), curbă ce limitează la stînga regiunea de saturație. Creșterea lentă a curentului cu tensiunea  $v_{DS}$  în regiunea de saturație (la  $v_{GS} = \text{constant}$ ), evidențiată experimental, este determinată de ușoara deplasare în jos a punctului  $M$ . Micșorîndu-se lungimea canalului, crește conductanța și implicit  $i_D$ . La tensiuni de drenă mari, apare fenomenul de multiplicare în avalanșă a purtătorilor de sarcină în regiunea golită a joncțiunii drenă-substrat, determinînd creșterea bruscă a lui  $i_D$  cu  $v_{DS}$ . Creșterea lui  $i_D$  marchează pătrunderea în regiunea de străpungere a caracteristicilor (v. fig. 5.1.4, a).

În regiunea de saturație, care de altfel este cea mai importantă în aplicații, dependența  $i_D(v_{DS})$  se reduce practic la o singură curbă — caracteristica de transfer prezentată în fig. 5.1.4, b. Ea pune în evidență faptul că  $i_D$  este neglijabil pentru tensiuni de grîlă sub  $V_P$  și apoi crește parabolic cu  $v_{GS}$ .

De menționat că diferența dintre tensiunea  $v_{DS}$  aplicată din exterior și tensiunea  $v_{Dsat}$  existentă la extremitățile canalului, cade pe regiunea golită dintre  $D$  și  $M$  (v. fig. 5.1.5, c), susținînd injecția electronilor din punctul  $M$  al canalului în regiunea de drenă, prin regiunea golită  $M-D$ , întocmai ca la o joncțiune  $pn$ .

Dependența (5.1.30) și caracteristicile de ieșire din regiunea de saturație evidențiază comportarea tranzistorului MOS ca sursă de curent ( $i_D$ ) comandată în tensiune ( $v_{GS}$ ) la curent staționar de comandă practic nul ( $i_G \simeq 0$ ), ceea ce îi conferă calitatea de dispozitiv activ, utilizabil ca amplificator sau ca dispozitiv de comutare.

**PARAMETRI STATICI. MANIPULAREA TMOS.** Observăm că în regim static (regim de semnal mare), tranzistorul MOS cu canal indus este caracterizat prin doi parametri: factorul  $\beta$ , cu valori tipice de ordinul unităților de mS/V, și tensiunea de prag  $V_p$  — de ordinul câtorva volți. Ei depind de proprietățile fizico-geometrice ale dispozitivului. Expresiile teoretice sînt (5.1.22) pentru  $V_p$  și (5.1.23) pentru  $\beta$ .

Pentru conductanța  $g$  a canalului în regiunea liniară (v. rel. 5.1.24), rezultă valori de ordinul unităților de mS(mA/V), respectiv rezistențe  $r = 1/g$  de ordinul sutelor de ohmi.

După cum am arătat, stratul de bioxid de siliciu crescut termic — cu care este izolată grila — fiind un dielectric foarte bun, curentul continuu de poartă este extrem de mic, sub  $10^{-14}$  A în cazurile tipice. Ca urmare, TMOS are o rezistență de intrare în c.c. de ordinul  $10^{15}$  ohmi (cu cîteva ordine de mărime superioară celei prezentate de TECJ). De aici derivă, și pentru semnal, o impedanță de intrare de valoare ridicată.

Această caracteristică avantajoasă, la care se adaugă alte cîteva proprii tranzistoarelor cu efect de cîmp în general — caracterul unipolar al conducției (care-i asigură o funcționare mai stabilă față de variațiile temperaturii), nivelul mai redus de zgomot și distorsiuni pînă la frecvențe foarte înalte, caracteristici de comutație remarcabile și insensibilitatea la radiații — determină opțiunea pentru tranzistorul MOS în aplicațiile la care astfel de cerințe sînt esențiale.

Un aspect important de care trebuie să ținem seama la manipularea tranzistorului MOS este protecția intrării. Datorită grosimii reduse a oxidului (tipic sub  $0,1 \mu\text{m}$ ), stratul respectiv se străpunge la tensiuni de poartă relativ mici, de ordinul câtorva zeci de volți. Străpungerea poate avea loc chiar prin simpla atingere a electrodului poartă, deoarece dielectricul foarte bun de oxid conservă sarcinile și le acumulează, determinînd creșterea rapidă a tensiunii pînă la valoarea de străpungere. Pentru evitarea străpungerii, cataloagele indică măsurile de precauție ce se iau la manipularea și stocarea tranzistoarelor MOS. Unele tranzistoare sînt prevăzute, prin construcție, cu o diodă Zener de protecție incorporată în dispozitiv și conectată între G și S. Ca urmare, tensiunea  $v_{GS}$  este limitată la valoarea tensiunii Zener  $V_Z$ . Dioda de protecție micșorează însă impedanța de intrare a tranzistorului MOS respectiv.

#### 5.1.4. TRANZISTORUL MOS ÎN REGIM DINAMIC

În cele ce urmează se examinează numai aspectele specifice tranzistorului MOS, presupunînd cunoscut cap. 4.3, care, deși se referă la TB, cuprinde conceptele generale privind funcționarea în regim dinamic a oricărui dispozitiv electronic activ.

În particular, corespunzător conexiunilor EC, BC și CC de la TB, distingem la TMOS configurațiile SC, GC și DC. Dintre acestea, conexiunea SC este cea mai importantă pentru aplicații. Ne vom rezuma, așadar, la studiul regimului dinamic al tranzistorului MOS în conexiune SC.

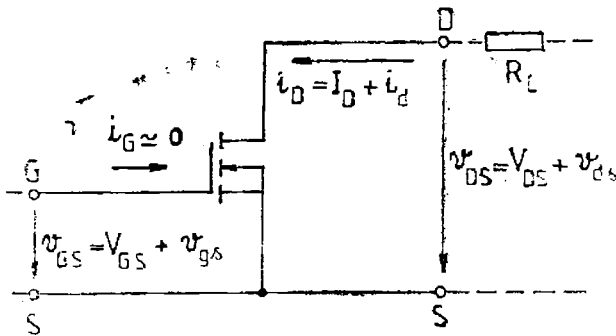


Fig. 5.1.6.

**FUNCȚIONAREA TMOS ÎN REGIM DINAMIC DE SEMNAL MIC.** Vom urmări funcționarea TMOS în regim dinamic folosind schema de principiu din fig. 5.1.6, similară celei din fig. 4.3.1. Tranzistorul MOS, în conexiune SC, polarizat în punctul de repaus  $M(V_{GS}, V_{DS}, I_D)$  funcționează ca amplificator de tensiune. (Utilizăm convenția de notare din fig. 4.3.2 pentru variabilele electrice). Semnalul de amplificat este tensiunea variabilă  $v_{gs}$ . În ritmul său variază conductanța canalului. Ca urmare, în circuitul de drenă apare curentul de semnal  $i_d$ , respectiv tensiunea de semnal  $v_{ds}$ , constituind răspunsul în tensiune al etajului.

Presupunem că regimul este cvasistaționar ( $v_{gs}$  variază lent în timp), iar tranzistorul MOS funcționează în regiunea de saturație, care este adecvată realizării funcției de amplificare. Ca urmare, curentul total de drenă este determinat, cu bună aproximație, numai de tensiunea de grilă (v. rel. 5.1.30):

$$i_D \simeq \frac{1}{2} \beta (v_{GS} - V_P)^2. \quad (5.1.31)$$

Expresia (5.1.31) ne permite să stabilim condiția de semnal mic. Dacă înlocuim în (5.1.31) tensiunea de grilă cu expresia ei,  $v_{GS} = V_{GS} + v_{gs}$ , obținem rezultatul:

$$i_D = \frac{1}{2} \beta [(V_{GS} - V_P)^2 + 2v_{gs}(V_{GS} - V_P) + v_{gs}^2].$$

Pentru ca răspunsul ( $i_d$  sau  $v_{ds}$ ) să fie corelat liniar cu semnalul  $v_{gs}$ , este necesar ca  $v_{gs}^2 \ll 2|v_{gs}(V_{GS} - V_P)|$  sau

$$|v_{gs}| \ll 2|V_{GS} - V_P|. \quad (5.1.32)$$

Subliniem că la TMOS cu canal indus  $n$ , existența canalului impune  $V_{GS} > V_P$ .

Inegalitatea (5.1.32) reprezintă condiția de semnal mic. Deoarece valorile tipice ale membrului drept sînt de ordinul unităților de V, rezultă că tensiunile  $v_{gs}$  de pînă la 100 mV pot avea calitatea de semnale mici. În

cazul unei tensiuni  $v_{gs}$  sinusoidale, condiția (5.1.32) trebuie îndeplinită pentru amplitudinea  $V_{gs}$ .

Dacă este realizată condiția de semnal mic, componenta variabilă a curentului de drenă are expresia

$$i_d \simeq \beta(V_{GS} - V_P)v_{gs}, \quad (5.1.33)$$

care reflectă caracterul liniar al relației semnal-răspuns.

MODELUL DE SEMNAL MIC AL TMOS LA FRECVENȚE JOASE. Deoarece la TMOS în regim variabil de joasă frecvență avem  $i_G \simeq 0$ , ca și în c.c., rezultă că dependența funcțională  $i_D = i_D(v_{GS}, v_{DS})$  este suficientă pentru descrierea funcționării tranzistorului la frecvențe joase. Ca urmare, într-un punct de funcționare  $M(V_{GS}, V_{DS}, I_D)$  se definesc doi parametri principali de semnal mic:

Panta (transconductanța sau conductanța mutuală)

$$g_m \stackrel{D}{=} \left( \frac{\partial i_D}{\partial v_{GS}} \right)_M \simeq \left( \frac{\Delta i_D}{\Delta v_{GS}} \right)_{M, v_{DS}} \simeq \left( \frac{i_d}{v_{gs}} \right)_{M, v_{ds}=0}, \quad (5.1.34)$$

și rezistența diferențială de drenă

$$r_d \stackrel{D}{=} \left( 1 / \frac{\partial i_D}{\partial v_{DS}} \right)_M \simeq \left( \frac{\Delta v_{DS}}{\Delta i_D} \right)_{M, v_{GS}} \simeq \left( \frac{v_{ds}}{i_d} \right)_{M, v_{gs}=0}. \quad (5.1.35)$$

Valorile tipice pentru  $g_m$  sînt cuprinse între 1 și 10 mS, iar pentru  $r_d$  — între 10 și 100 k $\Omega$  (respectiv, pentru conductanța diferențială de drenă  $g_d \equiv 1/r_d$  — între 0,01 și 0,1 mS).

După cum rezultă din rel. (5.1.34–35),  $g_m$  și  $r_d$  se pot determina fie de pe caracteristicile statice (prin rapoarte de variații finite mici), fie dinamic (prin rapoarte de semnale mici). În regiunea de saturație,  $g_m$  se poate determina și analitic, aplicînd relației (5.1.31) definiția (5.1.34). Rezultă

$$g_m = \sqrt{2\beta I_D} = \beta(V_{GS} - V_P) = \frac{2I_D}{V_{GS} - V_P}. \quad (5.1.36)$$

Să stabilim acum circuitul echivalent de semnal mic al TMOS la frecvențe joase. Diferențiind dependența  $i_D = i_D(v_{GS}, v_{DS})$ , obținem

$$di_D = \frac{\partial i_D}{\partial v_{GS}} dv_{GS} + \frac{\partial i_D}{\partial v_{DS}} dv_{DS}. \quad (5.1.37)$$

Relația (5.1.37) ne permite să scriem legătura dintre variațiile finite mici ale mărimilor electrice sau dintre semnalele mici respective, în jurul unui punct de funcționare  $M$ , coeficienții fiind parametrii de semnal mic evaluați în  $M$ . Astfel, avem

$$\Delta i_D \simeq g_m \Delta v_{GS} + \frac{1}{r_d} \Delta v_{DS} \quad (5.1.38)$$



și

$$i_d \simeq g_m v_{gs} + \frac{1}{r_d} v_{ds} \quad (5.1.39)$$

De observat că pentru regiunea de saturație, cînd se neglijează înclinarea caracteristicilor de ieșire ( $g_d = 0$ ), rel. (5.1.39) se reduce la (5.1.33) cu  $g_m$  dat de (5.1.36).

Pe baza relației (5.1.39), care constituie modelul analitic de semnal mic al TMOS

funcționînd la frecvențe joase (conexiune SC), deducem modelul electric corespunzător, adică circuitul echivalent din fig. 5.1.7. El ne arată că pentru semnale mici de JF, TMOS poate fi înlocuit, în ce privește comportarea sa între  $D$  și  $S$ , cu un generator de curent  $g_m v_{gs}$  șuntat de rezistența  $r_d$ .

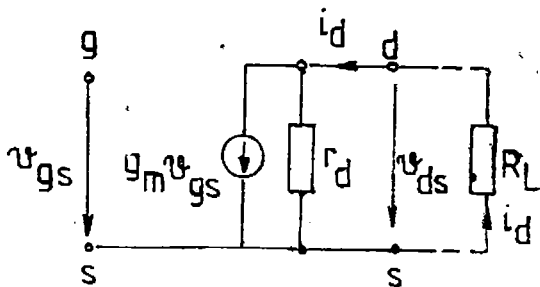


Fig. 5.1.7.

**CIRCUITUL ECHIVALENT DE SEMNAL MIC AL TMOS LA FRECVENȚE ÎNALTE.** Circuitul prezentat în fig. 5.1.8 este valabil pentru întreaga bandă de frecvență în care, prin performanțele sale, dispozitivul prezintă interes pentru aplicații. El se numește circuit echivalent de semnal mic al TMOS la frecvențe înalte.

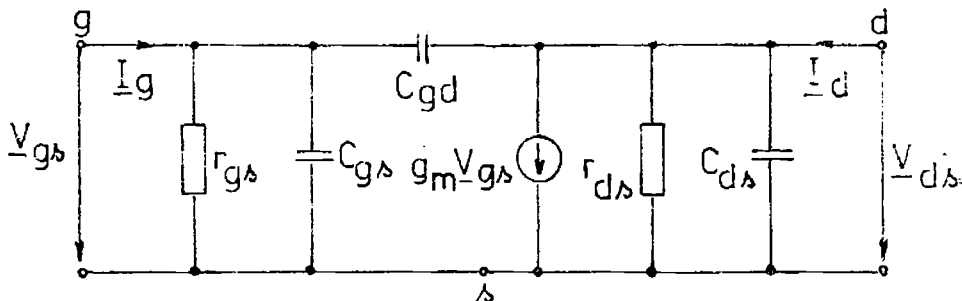


Fig. 5.1.8.

Trei din elementele circuitului — și anume capacitatea grilă — sursă  $C_{gs}$ , panta  $g_m$  și capacitatea grilă — drenă (sau de reacție)  $C_{gd}$  — sînt considerate, cel puțin parțial, elemente intrinseci ale TMOS propriu-zis (intern), deoarece ele modelează mecanismele de comandă a lui  $i_d$  prin efect de cîmp. Spunem parțial, întrucît  $C_{gs}$  și  $C_{gd}$  includ și capacitățile parazite dintre terminalele respective.

Partea intrinsecă a lui  $C_{gs}$ , pe care o notăm  $C_{gsi}$ , este capacitatea care apare între  $G$  și masă prin structura MOS. Ea este, în general, dependentă de  $v_{gs}$ , după cum se observă din fig. 5.1.9. Vom presupune pentru

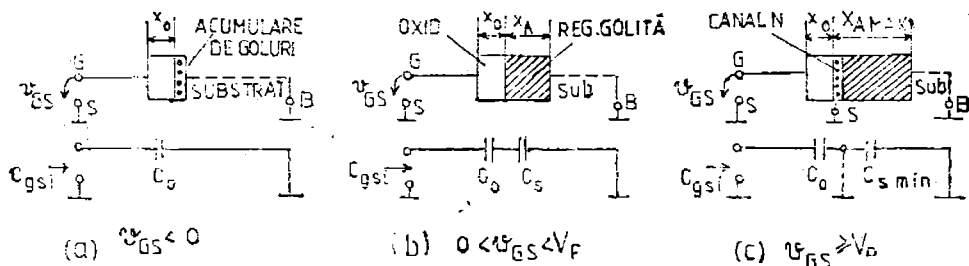


Fig. 5.1.9.

început că  $v_{DS} \ll v_{DSat}$ , iar substratul neutru și stratul de inversie (cînd acesta se formează) au rezistențe neglijabile.

Pentru  $v_{GS} < 0$  (v. fig. 5.1.9, a),  $C_{gsi} = C_0$ , unde  $C_0 = LZ c_0$  este capacitatea stratului de oxid.

Dacă  $v_{GS}$  este pozitiv dar mai mic decît  $V_F$  (v. fig. 5.1.9, b), la  $C_0$  trebuie să adăugăm în serie capacitatea  $C_s$  a regiunii golite din semiconductor, pentru a obține pe  $C_{gsi}$ . Putem scrie deci relația

$$c = \frac{c_0 c_s}{c_0 + c_s} = \frac{c_0}{1 + \frac{c_0}{c_s}}, \quad (5.1.40)$$

unde am folosit capacitățile pe unitatea de arie. Avem însă (v. cap. 5.1.2)

$$v_{GS} = V_S + \frac{eN_A x_A}{c_0}, \quad (5.1.41)$$

precum și (v. rel. 2.4.39 și 2.4.44 adaptate la joncțiunea fizică indusă în semiconductor prin efect de câmp):

$$c_s = \left( \frac{e\epsilon_0\epsilon_{rs}N_A}{2V_S} \right)^{1/2} \quad (5.1.42)$$

și

$$c_s = \epsilon_0\epsilon_{rs}/x_A. \quad (5.1.43)$$

Dacă eliminăm pe  $V_S$  și  $x_A$  între rel. (5.1.41–43), rezultă relația

$$\left( \frac{c_0}{c_s} \right)^2 + 2 \left( \frac{c_0}{c_s} \right) = \frac{2c_0^2 v_{GS}}{e\epsilon_0\epsilon_{rs}N_A},$$

care este o ecuație de gradul doi în  $c_0/c_s$ . Notăm  $c_0/c_s = y$  și  $2c_0^2 v_{GS}/e\epsilon_0\epsilon_{rs}N_A = m$ . Ecuația  $y^2 + 2y - m$  are soluția fizică  $y = -1 + \sqrt{1 + m}$ , de unde  $1 + y = \sqrt{1 + m}$  și deci

$$1 + \frac{c_0}{c_s} = \left( 1 + \frac{2c_0^2 v_{GS}}{e\epsilon_0\epsilon_{rs}N_A} \right)^{1/2} \quad (5.1.44)$$

Introducând (5.1.44) în (5.1.40) și folosind expresia  $c_0 = \epsilon_0 \epsilon_{ro} / x_0$ , rezultă

$$C_{gsi} = \frac{C_0}{\left(1 + \frac{2c_0 \epsilon_{ro}}{\epsilon \epsilon_{ro} N_A x_0^2} v_{GS}\right)^{1/2}} \quad (5.1.45)$$

Deci, pentru polarizări  $v_{GS}$  pozitive, dar inferioare lui  $V_P$ , capacitatea grilă-sursă (sursa conectată la masă împreună cu substratul) scade cu  $v_{GS}$  după legea (5.1.45). Scăderea se datorește micșorării lui  $C_0$  cu  $v_{GS}$  ca urmare a extinderii regiunii golite.

Pentru  $v_{GS} \geq V_P$ , adică după apariția inversei (v. fig. 5.1.9, c), rășimea  $x_A$  a regiunii golite atinge valoarea  $x_{AMAX}$  și nu mai crește, iar  $C_0$  atinge valoarea  $C_{smin}$  și nu mai scade. Capacitatea structurii MOS (măsurată cu  $S$  și  $D$  în gol) va fi dată tot de rel. (5.1.45), în care  $v_{GS} = V_P$ . Însă capacitatea  $C_{gsi}$  a TMOS, așa cum rezultă și din fig. 5.1.9, c, va redeveni  $C_{gsi} = C_0$ , deoarece prin canalul indus  $n$  și regiunea de sursă  $n^+$  — avînd terminalul la masă ca și substratul —  $C_{smin}$  este scurtcircuitat.

Desigur, în regiunea de saturație, și în general pentru valori  $v_{DS}$  uzuale, dependența lui  $C_{gsi}$  de tensiunile de polarizare nu mai este atît de simplă. Dar trecerea prin minim a acestei capacități în jurul lui  $v_{GS} = V_P$ , care se constată experimental, este acum explicabilă. Valorile tipice ale lui  $C_{gsi}$  sînt cuprinse între 2 și 20 pF.

În legătură cu al doilea parametru intrinsec, panta  $g_m$ , care ne este deja cunoscut, subliniem doar faptul că la frecvențe înalte  $g_m$  devine dependent de frecvența semnalului, prin efectul timpului finit de tranziție al purtătorilor de sarcină de-a lungul canalului.

Partea intrinsecă  $C_{gdi}$  a lui  $C_{gd}$  se numește capacitate de suprapunere (overlap) și este datorată cuplajului electrostatic suplimentar care apare între drenă și grilă cînd  $v_{DS} > v_{GS}$ ; valorile sale tipice sînt cuprinse între 0,1 și 1 pF.

Ca element capacitiv extrinsec apare, pe lîngă diferențele  $C_{gs} - C_{gsi}$  și  $C_{gd} - C_{gdi}$ , capacitatea  $C_{ds}$  dintre drenă și sursă, cu valori tipice de sub 1 pF.

Prin elementele disipative:  $r_{gs}$  — rezistență grilă — sursă și  $r_{ds}$  — rezistență drenă-sursă, se ține cont de conductanțele de izolație nenule dintre terminale, inclusiv cea introdusă de dioda de protecție, precum și de rezistențele asociate pierderilor suplimentare la frecvențe înalte. În  $r_{gs}$  trebuie să mai includem efectul conductanței finite a stratului de inversie și a substratului neutru, efect care crește cu frecvența. Desigur, rezistența diferențială de drenă  $r_d$ , definită prin rel. (5.1.35) este o componentă derivație intrinsecă a lui  $r_{ds}$ .

**PARAMETRI DE CUADRIPOLA LA FRECVENȚE ÎNALTE. FRECVENȚĂ DE TĂIERE.** Parametrii de cuadripol preferați la frecvențe înalte sînt admitanțele  $y_{ij}$ , deoarece condiția de măsurare cu o poartă scurtcircuitată este mai ușor de realizat decît cea cu una în gol.

Pentru conexiunea SC, ecuațiile de cuadripol sînt

$$\begin{cases} \underline{I}_g = \underline{y}_{11s} \underline{V}_{gs} + \underline{y}_{12s} \underline{V}_{ds} \\ \underline{I}_d = \underline{y}_{21s} \underline{V}_{gs} + \underline{y}_{22s} \underline{V}_{ds} \end{cases}, \quad (5.1.46)$$

cu următorii parametri:

— admitanța de intrare cu ieșirea în scurtcircuit

$$\underline{y}_{11s} = \left. \frac{\underline{D} \cdot \underline{I}_g}{\underline{V}_{gs}} \right|_{\underline{V}_{ds}=0}, \quad (5.1.47)$$

— admitanța de transfer invers cu intrarea în scurtcircuit

$$\underline{y}_{12s} = \left. \frac{\underline{D} \cdot \underline{I}_g}{\underline{V}_{ds}} \right|_{\underline{V}_{gs}=0}, \quad (5.1.48)$$

— admitanța de transfer direct cu ieșirea în scurtcircuit

$$\underline{y}_{21s} = \left. \frac{\underline{D} \cdot \underline{I}_d}{\underline{V}_{gs}} \right|_{\underline{V}_{ds}=0}, \quad (5.1.49)$$

— admitanța de ieșire cu intrarea în scurtcircuit

$$\underline{y}_{22s} = \left. \frac{\underline{D} \cdot \underline{I}_d}{\underline{V}_{ds}} \right|_{\underline{V}_{gs}=0}. \quad (5.1.50)$$

Aplicînd aceste definiții circuitului echivalent din fig. 5.1.8, obținem expresiile admitanțelor în funcție de parametrii naturali de semnal mic și de frecvență:

$$\underline{y}_{11s} = (1/r_{gs}) + j\omega(C_{gs} + C_{gd}), \quad (5.1.51)$$

$$\underline{y}_{12s} = -j\omega C_{gd}, \quad (5.1.52)$$

$$\underline{y}_{21s} = g_m - j\omega C_{gd}, \quad (5.1.53)$$

$$\underline{y}_{22s} = (1/r_{ds}) + j\omega(C_{ds} + C_{gd}). \quad (5.1.54)$$

Frecvența de tăiere  $f_T$  se definește ca frecvență la care modulul factorului de transfer direct în curent cu ieșirea în scurtcircuit,  $\underline{h}_{21s} = \left. \frac{\underline{I}_d}{\underline{I}_g} \right|_{\underline{V}_{ds}=0}$ , scade la unitate. În baza definiției și a rel. (5.1.46) rezultă

$$|\underline{h}_{21s}| = \left| \frac{\underline{y}_{21s}}{\underline{y}_{11s}} \right| = \left| \frac{g_m - j\omega C_{gd}}{(1/r_{gs}) + j\omega(C_{gs} + C_{gd})} \right|. \quad (5.1.55)$$

Întrucît adesea în practică, la toate frecvențele de interes, sînt satisfăcute inegalitățile  $\omega C_{gd} \ll g_m$ ,  $C_{gd} \ll C_{gs}$  și  $1/r_{gs} \ll \omega C_{gs}$ , expresia (5.1.55) devine:

$$\underline{h}_{21s} \cong \frac{g_m}{\omega C_{gs}} \simeq \frac{g_m}{\omega C_o}, \quad (5.1.56)$$

unde  $C_o = LZC_o$  este capacitatea stratului de oxid, și care aproximează bine capacitatea grilă-sursă pentru  $V_{GS} > V_P$ .

Aplicând definiția frecvenței de tăiere, din (5.1.56) rezultă  $g_m/\omega_T C_o = 1$ , de unde

$$f_T = \frac{g_m}{2\pi C_o}. \quad (5.1.57)$$

În baza relației (5.1.36) și (5.1.23) obținem panta sub forma

$$g_m = \beta(V_{GS} - V_P) = \frac{\mu_n C_o Z}{L} (V_{GS} - V_P),$$

și deci expresia (5.1.57) devine:

$$f_T = \frac{\mu_n}{2\pi L^2} (V_{GS} - V_P). \quad (5.1.58)$$

Ultimul rezultat ne arată că dintre două tranzistoare MOS cu Si, care diferă doar prin tipul canalului, cel cu canal  $n$  are frecvența de tăiere aproximativ dublă, pentru că mobilitatea electronilor este mai mare decât a golurilor în acest raport. Mai rezultă din (5.1.58) că un TMOS de frecvență ridicată trebuie realizat cu canal scurt.

## 5.2. TEC CU GRILĂ JONCTIUNE (TECJ)

Date fiind asemănările cu tranzistorul MOS, vom prezenta pe scurt în cele ce urmează numai elementele calitative specifice ale TECJ.

Schița din fig. 5.2.1 ilustrează atât structura cât și funcționarea TECJ cu canal  $n$ . Canalul este realizat în volumul substratului  $p^+$ . Grila este o joncțiune obținută prin difuzia unei regiuni  $p^+$  în zona de la suprafață a canalului. De fapt, canalul propriu-zis, a cărui conductanță este modulată prin efect de câmp, este constituit din porțiunea centrală a regiunii  $n$ , de lungime  $L$ , cuprinsă între cele două joncțiuni  $p^+n$ .

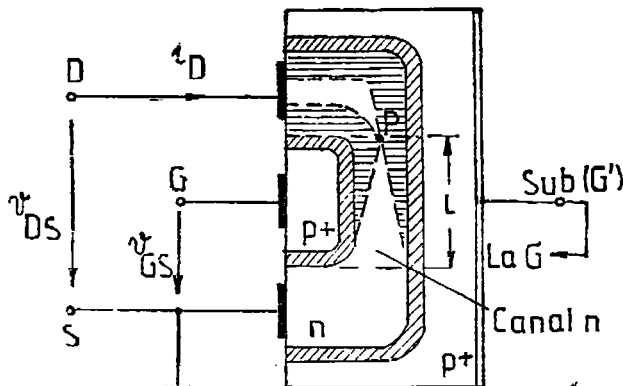


Fig. 5.2.1.

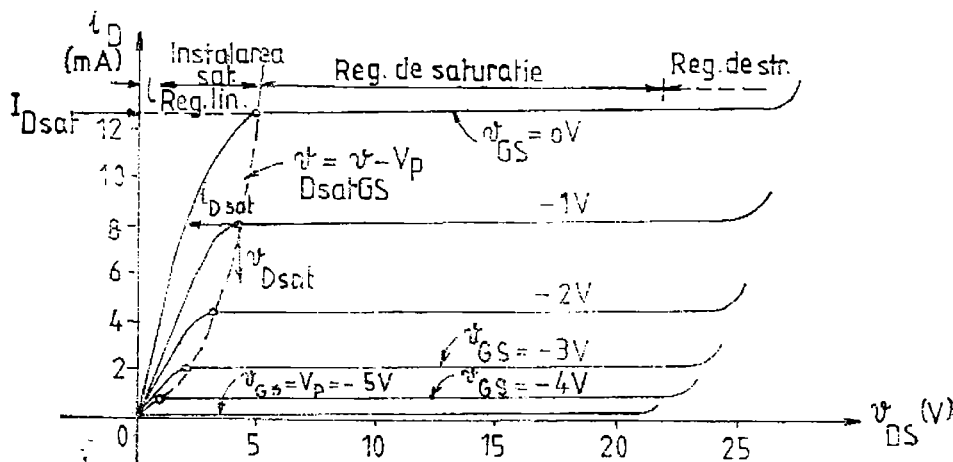


Fig. 5.2.2.

În funcționarea obișnuită, substratul constituie cea de a doua grilă (grila sau poarta inferioară), terminalul său  $G'$  fiind conectat la  $G$ . Deci, tensiunea  $v_{GS}$  se aplică simultan ambelor joncțiuni.

În fig. 5.2.2 am reprezentat caracteristicile de ieșire tipice ale unui TECJ cu canal  $n$ , iar în fig. 5.2.3 pe cea de transfer.

În esență, comanda curentului  $i_D$  se obține variind secțiunea canalului, deci conductanța lui, prin modificarea extinderii regiunilor golite ale celor două JPN, în ritmul tensiunii de polarizare inversă  $v_{GS}$ . Subliniem că, în funcționarea normală, joncțiunile se polarizează invers atât în scopul

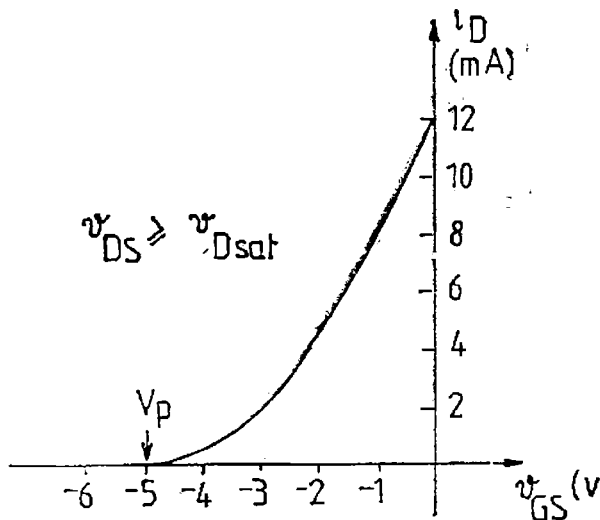


Fig. 5.2.3.

realizării unei comenzi eficiente a curentului de drenă, cât și pentru evitarea curentului de grilă — adică asigurarea unei rezistențe de intrare mari.

Să aplicăm o tensiune  $v_{DS} > 0$ , dar mică față de diferența internă de potențial a joncțiunilor. Atunci  $v_{DS}$  nu modifică potențialul de-a lungul canalului. Zonele hașurate oblic în fig. 5.2.1 ilustrează regiunile golite la tensiunea  $v_{GS} = 0$  sau puțin negativă. Să polarizăm însă invers joncțiunile atât de puternic ( $v_{GS} < 0$ ) încât regiunile golite să se extindă în în-

treaga regiune  $n$  dintre grilă și substrat. Conductanța zonei dintre grilă și substrat este nulă; deci nu există canal conductor între drenă și sursă și rezultă  $i_D = 0$  (desigur,  $i_D$  rămîne nul chiar dacă mărim tensiunea pozitivă  $v_{DS}$ , deoarece polarizarea inversă a joncțiunilor se accentuează).

Să scădem acum treptat negativarea grilei (de exemplu, de la  $v_{GS} = -10$  V către  $v_{GS} = 0$ ). De la o anumită valoare a tensiunii de grilă,  $v_{SG} = V_P$ , reprezentînd tensiunea de prag (sau de penetrație), cele două regiuni golite se separă, apare canalul  $n$  și totodată curentul  $i_D$ . Dacă modificăm  $v_{DS}$ , rămînînd însă de valoare mică,  $i_D$  variază liniar cu  $v_{DS}$ , deoarece conductanța canalului este practic constantă. Pentru valori  $v_{GS} > V_P$  crescătoare, secțiunea canalului, conductanța și  $i_D$  se măresc corespunzător. Situația corespunde funcționării TECJ în regiunea liniară a caracteristicilor (v. fig. 5.2.2).

Dacă menținem acum o tensiunea de grilă constantă  $v_{GS} = \text{const.} > V_P$ , de exemplu de  $-1$  V (pentru TECJ cu caracteristicile din fig. 5.2.2  $V_P = -5$  V), și mărim treptat tensiunea de drenă  $v_{DS}$ , constatăm că rata de creștere a lui  $i_D$  cu  $v_{DS}$  scade, caracteristica se curbează în jos, adică se instalează progresiv saturația (v. regiunea din stînga curbei punctate din fig. 5.2.2). Cauza o constituie îngustarea canalului spre drenă unde, datorită lui  $v_{DS}$ , potențialul este mai ridicat, deci polarizarea inversă mai accentuată și, ca urmare, regiunile golite mai extinse.

Cînd  $v_{DS}$  ia valoarea

$$v_{DSat} = v_{GS} - V_P, \quad (5.2.1)$$

curentul atinge o valoare  $i_{DSat}$ , și rămîne apoi cvasiconstant dacă mărim pe  $v_{DS}$  dincolo de  $v_{DSat}$ . Aceasta este regiunea de saturație a caracteristicilor, delimitată la stînga (v. fig. 5.2.2) de curba cu ecuația (5.2.1). Explicația comportării tranzistorului rezultă din fig. 5.2.1. Dacă la  $v_{DS} \cong 0$  (și  $v_{GS} = -1$  V = const.) regiunile golite sînt cele hașurate oblic, la  $v_{DS} = v_{DSat}$  ele s-au extins cu suprafețele hașurate orizontal. Extinderea este neuniformă, mai pronunțată spre drenă, fiindcă acolo polarizarea inversă este cea mai accentuată. Drept consecință, canalul a fost obturat (penetrat) în punctul  $P$ , unde tensiunea de polarizare inversă pe fiecare joncțiune atinge valoarea  $v_{GS} - v_{DSat}$ , adică tensiunea de prag  $V_P$ . În rest, comportarea este similară celei descrise la studiul TMOS.

Expresii analitice de forma (5.1.24–30) sînt aplicabile și la TECJ. Astfel, avem:

— conductanța canalului în regiunea liniară

$$g = \beta(v_{GS} - V_P), \quad (5.2.2)$$

— curentul de drenă în regiunea liniară

$$i_D = \beta(v_{GS} - V_P)v_{DS}, \quad (5.2.3)$$

— curentul de drenă în regiunea de saturație

$$i_D \cong i_{DSat} \cong \frac{1}{2} \beta(v_{GS} - V_P)^2. \quad (5.2.4)$$

O expresie aproximativă, mai generală, pentru calculul curentului  $i_D$  înainte de saturație ( $v_{DS} < v_{Dsat} = v_{GS} - V_P$ ) este următoarea:

$$i_D \simeq \frac{1}{2} \beta [2(v_{GS} - V_P)v_{DS} - v_{DS}^2]. \quad (5.2.5)$$

Se înțelege că factorul  $\beta$  din relațiile de mai sus [depinde de parametri fizico-geometrice ai structurii TECJ]. În catalog se indică, de regulă, pe lângă tensiunea de prag  $V_P$ , un al doilea parametru static,  $I_{Dsat}$  (sau  $I_{DSS}$ ), reprezentînd curentul de saturație  $i_{Dsat}$  la  $v_{GS} = 0$  (v. fig. 5.2.2). Deci

$$I_{Dsat} = i_{Dsat}|_{v_{GS}=0}. \quad (5.2.6)$$

Din definiția (5.2.6) și rel. (5.2.4) determinăm pe  $\beta$  în funcție de  $I_{Dsat}$  și  $V_P$ :

$$\beta = 2 \frac{I_{Dsat}}{V_P^2}. \quad (5.2.7)$$

Menționăm că  $V_P$  este de ordinul unităților de volți, iar valorile lui  $I_{Dsat}$  sînt cuprinse între unități și zeci de mA.

Rezistența de intrare a TECJ este cu cîteva ordine de mărime mai

mică decît la TMOS, ca urmare a diferenței de izolație asigurată de o JPN polarizată invers și cea asigurată de stratul de  $\text{SiO}_2$ . În privința celorlalți parametri, TECJ și TMOS sînt comparabile. Ca urmare, modelele de regim dinamic stabilite pentru tranzistorul MOS se utilizează și la TECJ.

Menționăm în încheiere că TECJ poate fi și cu canal  $p$ . În fig. 5.2.4, sînt redată simbolurile pentru TECJ cu canal  $n$  (a) — unde este figu-

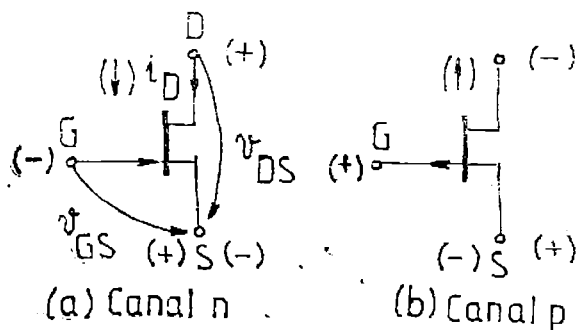


Fig. 5.2.4.

rată și convenția de semne — și pentru TECJ cu canal  $p$  (b). În paranteze am indicat sensurile reale pentru mărimile electrice staționare în funcționarea normală a TECJ cu canal  $n$ , respectiv  $p$ .

### 5.3. GENERAREA, AMPLIFICAREA ȘI MODULAREA SEMNALELOR DE RADIOFRECVENȚĂ

Prin semnale sau oscilații de radiofrecvență (RF) înțelegem tensiunile sau curenții cu variație armonică (sinusoidală) în timp, avînd frecvențe cuprinse între 30 kHz și 3 000 GHz, respectiv lungimi de undă între 10 km și 0,1 mm.



Studiul lor, precum și al metodelor de generare, amplificare și modulare — de care ne ocupăm în acest capitol — a fost impus mai ales de faptul că, plecând de la astfel de oscilații, se realizează transmiterea informațiilor prin unde electromagnetice de RF, fără conductoare, la mare distanță și cu viteza luminii.

### 5.3.1. OSCILATORUL LC CU REACȚIE INDUCTIV-MUTUALĂ

Oscilatoarele sînt circuite electronice destinate generării oscilațiilor electrice. Există o mare varietate de scheme de oscilatoare sinusoidale.

În funcție de elementele pasive care determină frecvența de oscilație, oscilatoarele armonice pot fi: a) de tip RC și b) de tip LC.

În cap. 4.4.2 am văzut că un amplificator poate deveni generator de oscilații dacă i se aplică o reacție pozitivă adecvată. Un oscilator în a cărui schemă este evident faptul că oscilațiile apar prin efectul reacției pozitive, este numit adesea oscilator cu reacție.

Întreținerea oscilațiilor poate fi privită și ca efect al unei rezistențe echivalente negative, pe care o introduce elementul activ în circuitul oscilant, compensînd în acest fel rezistența (pozitivă) de pierderi din circuit și, totodată, efectul ei amortizant. Deși efectul de rezistență negativă este general, se numesc de regulă oscilatoare cu rezistență negativă cele în a căror schemă nu apare bucla de reacție.

Este important de reținut că, de fapt, într-un oscilator se realizează, de către elementul activ (de exemplu tranzistor) conversia energiei de c.c. a sursei de alimentare (de polarizare a tranzistorului) în energie oscilantă

**PREZENTAREA SCHEMEI ȘI A FUNCȚIONĂRII.** Am ales pentru studiu oscilatorul LC cu reacție inductiv-mutuală (v. fig. 5.3.1), avînd circuitul oscilant în grila unui TECJ. Este cunoscut și ca o variantă de oscilator Armstrong.

Circuitul oscilant este format din bobina  $L$  și condensatorul variabil  $C_v$ .

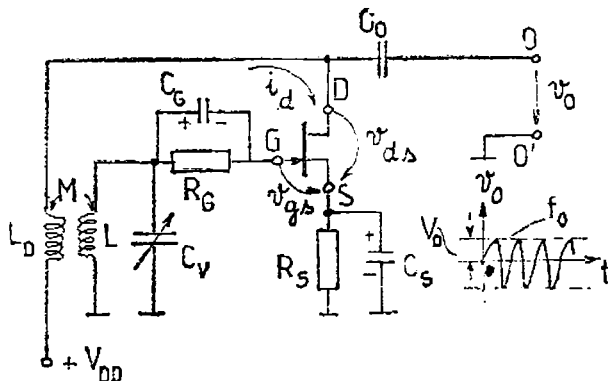


Fig. 5.3.1.

$L_D$  se poate numi bobină de reacție, deoarece prin inductanța mutuală  $M$  dintre  $L_D$  și  $L$  se transmite semnalul de reacție pozitivă.

Polarizarea grilei se realizează în primul rând prin căderea de tensiune continuă  $R_S I_S$  de pe rezistența de sursă  $R_S$ , decuplată prin condensatorul  $C_S$  care, la frecvența de lucru  $f_0$  a oscilatorului, se comportă ca un scurt-circuit. În prezența oscilațiilor, apare și pe grupul  $R_G$  (rezistență de grilă) și  $C_G$  (condensator de grilă) — avînd constanta de timp  $R_G \tau_G \gg 1/f_0$  — o tensiune continuă  $R_G I_G$ , astfel că tensiunea de polarizare (negativare) a grilei este  $V_{GS} = -(R_S I_S + R_G I_G)$ .

Tensiunea de RF generată, culeasă între drenă și masă, este transmisă prin condensatorul de cuplaj  $C_O$  la bornele de ieșire  $OO'$ .

Oscilațiile se amorsează în momentul aplicării tensiunii de alimentare  $V_{DD}$ . Datorită regimului tranzitoriu, curentul  $i_D$  este crescător și induce prin  $M$  o tensiune în circuitul  $LC_V$ , injectîndu-i deci energie. După cum este cunoscut, circuitul  $LC_V$  oscilează pe frecvența proprie, furnizînd la intrarea TECJ semnalul  $v_{gs}$ . Ca rezultat al amplificării, în circuitul de drenă apar componentele variabile  $i_d$  și, respectiv,  $v_{ds}$ . Prin bucla de reacție pozitivă care include elementele  $L_D$ ,  $M$  și  $L$ , curentul  $i_d$  induce în  $L$  o tensiune care se adaugă (în fază) la cea care acționează acolo în momentul respectiv. Ca urmare, toate semnalele se amplifică, procesul devenind cumulativ.

Amplitudinea oscilațiilor se limitează datorită pătrunderii punctului de funcționare în regiuni ale caracteristicilor în care panta  $g_m$  scade progresiv. Dacă regimul electric de echilibru se stabilește la amplitudini mici ale oscilațiilor, semnalele generate sînt sinusoidale. Grupul de negativare automată prin curent de grilă  $R_G - C_G$  acționează în sensul stabilirii unui regim armonic (de mică amplitudine) și, totodată, de stabilizare a amplitudinii. Astfel, dacă amplitudinea oscilațiilor tinde să crească (de exemplu, datorită creșterii lui  $V_{DD}$ ), se va mări negativarea  $R_G I_G$  și va

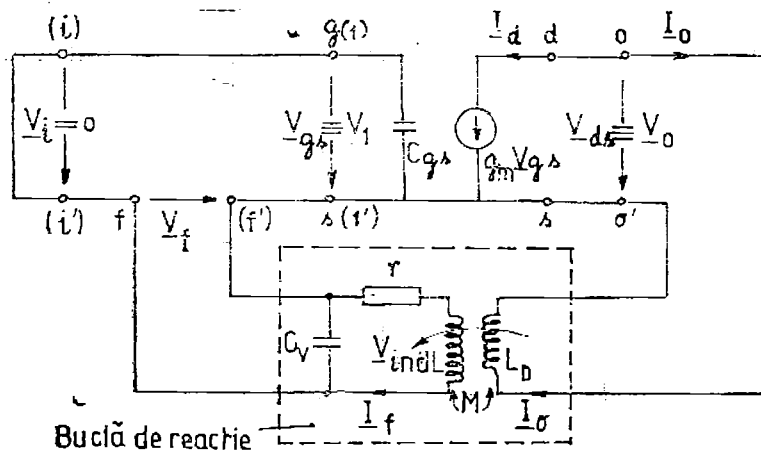


Fig. 5.3.2.

deplasa punctul de funcționare pe caracteristica de transfer spre regiunea cu  $g_m$  mai mic, ceea ce conduce la restabilirea amplitudinii.

Pentru obținerea de semnale sinusoidale este necesar însă, în primul rînd, ca factorul de reacție (respectiv, parametrul  $M$ ) să fie cît mai mic, la limita dată de condiția Barkhausen (v. cap. 4.4.2). În cazul acesta, oscilatorul funcționează în clasă  $A$ . Dacă factorul de reacție este mare, funcționarea va fi în clasă  $B$  sau chiar  $C$ , rezultînd semnale corespunzător distorsionate.

**ANALIZA LINIARĂ. CONDIȚIILE DE OSCILAȚIE.** În fig. 5.3.2 am reprezentat circuitul echivalent de semnal mic al oscilatorului. Acest model electric liniar este aplicabil pentru funcționarea în clasă  $A$ , deci cînd regimul de echilibru se stabilește la amplitudini mici ale oscilațiilor, și permite determinarea condițiilor de întreținere a acestora. S-a presupus că ieșirea  $oo'$  este în gol.

Notațiile din fig. 5.3.2 sînt în conformitate cu cele introduse în cap. 4.4.2 și 5.1.4.  $TECJ$  este modelat numai prin  $g_m$  și  $C_{gs}$ ; capacitatea  $C_{gs}$  nu poate fi neglijată în RF. Facem notația:

$$C = C_V + C_{gs}. \quad (5.3.1)$$

Rezistența serie de pierderi a circuitului oscilant este notată  $r$ .

Condițiile de antooscilație se determină aflînd produsul  $\underline{F} \cdot \underline{A}$  (unde  $\underline{F}$  este factorul de reacție și  $\underline{A}$  — amplificarea de tensiune în buclă deschisă) și aplicînd apoi condiția lui Barkhausen,

$$\underline{F} \cdot \underline{A} = 1. \quad (5.3.2)$$

Va trebui să corelăm fazorul  $\underline{V}_{gs}$  al semnalului grilă-sursă cu fazorul  $\underline{V}_f$  al tensiunii de reacție. (După stabilirea echilibrului, adică în regim permanent,  $v_{gs}$  și  $v_f$  coincid, așa cum rezultă atît din fig. 5.3.2 cît și din aplicarea, ca mai jos, a rel. 5.3.2.) Avem succesiv:

$$I_a = g_m V_{gs}, \quad I_o = -I_a = -g_m V_{gs}, \quad \underline{V}_{ind} = \pm j\omega M I_o = \mp j\omega M g_m \underline{V}_{gs},$$

$$\underline{I}_f = \underline{V}_{ind} / \underline{Z}_f = \mp j\omega M g_m \underline{V}_{gs} / (r + j\omega L + 1/j\omega C) \quad \text{și} \quad \underline{V}_f = \underline{I}_f / j\omega C,$$

de unde,

$$\underline{V}_f = \mp \frac{M}{C} \frac{g_m}{r + j(\omega L - 1/\omega C)} \underline{V}_{gs}. \quad (5.3.3)$$

În relațiile precedente,  $\underline{V}_{ind}$  este fazorul tensiunii induse în  $L$ , susceptibil de dublu semn, în funcție de sensurile de înfășurare ale bobinelor  $L_D$  și  $L$ . Sensul adecvat este cel care asigură reacția pozitivă, adică aducerea unei tensiuni de reacție  $v_f$  în fază cu  $v_{gs}$ . S-au mai folosit notațiile:  $\underline{I}_f$  — curentul de reacție (prin  $L$ ) și  $\underline{Z}_f = r + j\omega L + 1/j\omega C$  — impedanța serie a circuitului oscilant. De observat că tensiunea de reacție  $\underline{V}_f$  este căderea de tensiune produsă de  $\underline{I}_f$  pe capacitatea echivalentă  $C = C_V + C_{gs}$ .

Pentru a explicita în rel. (5.3.3) pe  $\underline{F}$  și  $\underline{A}$ , împărțim cu  $\underline{V}_o$ :

$$\frac{\underline{V}_f}{\underline{V}_o} = \mp \frac{M}{C} \frac{g_m}{r + j(\omega L - 1/\omega C)} \frac{\underline{V}_{gs}}{\underline{V}_o}.$$

Dar  $\underline{F} \stackrel{D}{=} \underline{V}_f/\underline{V}_o$  iar  $\underline{A} \stackrel{D}{=} \underline{V}_o/\underline{V}_{gs}$  și deci, relația precedentă devine:

$$\underline{F} \cdot \underline{A} = \mp \frac{M}{C} \frac{g_m}{r + j\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)}. \quad (5.3.4)$$

Introducînd acum condiția lui Barkhausen (5.3.2) în rel. (5.3.4), obținem:

$$\mp \frac{M}{C} \frac{g_m}{r + j(\omega L - 1/\omega C)} = 1. \quad (5.3.5)$$

Egalitatea complexă (5.3.5) are loc numai pentru frecvența  $f_0$  dată de condiția

$$\omega_0 L - 1/\omega_0 C = 0, \quad (5.3.6)$$

adică pentru

$$f_0 = \omega_0/2\pi = 1/2\pi \cdot \sqrt{LC}, \quad (5.3.7)$$

care este frecvența proprie a circuitului oscilant format din elementele  $L$ ,  $C_V$  și capacitatea de intrare  $C_{gs}$  a TECJ. Egalitatea (5.3.5) mai impune, în afară de (5.3.6) și condiția

$$\frac{M \cdot g_m}{rC} = 1, \quad (5.3.8)$$

care stabilește valoarea minimă a inductanței mutuale,

$$M = \frac{rC}{g_m}, \quad (5.3.9)$$

adică valoarea minimă necesară a modului factorului de reacție (sau a amplitudinii tensiunii de reacție) pentru amorsarea și întreținerea oscilațiilor.

Relația (5.3.6) se numește condiție de fază, pentru că cere ca defazajul total introdus de ansamblul format din tranzistor și bucla de reacție (v. fig. 5.3.2), care este totuna cu argumentul numărului complex  $\underline{F} \cdot \underline{A}$  (dat de rel. (5.3.4)), să fie nul. Expresia (5.3.6) se mai numește și condiție de frecvență pentru că, sub forma (5.3.7), servește la calculul frecvenței de oscilație  $f_0$ . În mod corespunzător, relația (5.3.8) se numește condiție de modul sau de amplitudine.

Relațiile (5.3.7) și (5.3.9) se folosesc la proiectarea oscilatorului. Observăm din rel. (5.3.7) (care nu este altceva decît formula lui Thomson) că frecvența oscilatorului poate fi modificată variînd, de exemplu, capacitatea  $C_V$  a condensatorului. Frecvența crește pe măsură ce micșorăm capacitatea sau inductanța.

Avînd în vedere că factorul de calitate al circuitului oscilant este

$$Q = \frac{\omega_0 L}{r} = \frac{1}{\omega_0 C \cdot r}, \quad (5.3.10)$$

rel. (5.3.9) mai poate fi scrisă sub forma

$$M = \frac{1}{Q g_m \omega_0}, \quad (5.3.11)$$

din care observăm că amorsarea oscilațiilor (și întreținerea lor) este mai ușor realizabilă, adică necesită o inductanță  $M$  (de cuplaj) mică, dacă factorul de calitate al circuitului oscilant și panta TECJ sînt mari. Din acest punct de vedere, rel. (5.3.11) arată că este convenabil ca și frecvența de lucru să fie înaltă. Dar pentru un  $f_0$  ridicat, trebuie să scădem pe  $C$  și/sau  $L$ , ceea ce dezavantajează, după cum vom vedea, stabilitatea frecvenței. Datorită acestor cerințe contradictorii, oscilatoarele  $LC$  cu constante concentrate, cum este și cel din fig. 5.3.1, sînt adecvate pentru frecvențe cuprinse în intervalul 0,1 — 10 MHz.

**STABILITATEA FRECVENȚEI.** Cantitativ, stabilitatea frecvenței se definește prin raportul  $\Delta f/f_0$ , unde  $\Delta f = |f - f_0|$  este abaterea maximă a frecvenței de lucru de la valoarea nominală  $f_0$ . Ea reprezintă cel mai important parametru prin care se evaluează calitatea unui oscilator. Raportul  $\Delta f/f_0$  trebuie să fie cît mai mic. Valorile tipice ale stabilității oscilatoarelor de RF sînt cuprinse între  $10^{-4}$  și  $10^{-8}$ ; valorile cele mai mici sînt caracteristice oscilatoarelor de măsură și de radioemisie.

Principalii factori fizici destabilizanți pentru  $f_0$  sînt variațiile temperaturii și ale tensiunii de alimentare.

Dintre elementele care determină pe  $f_0$ , cel mai afectat de factorii destabilizanți este capacitatea  $C$ . Capacitățile condensatoarelor pasive sînt influențate de temperatură, iar capacitățile elementului activ se modifică atît cu temperatura, cît și cu tensiunile de polarizare.

Prin factorul de capacitate al frecvenței,  $(1/f_0) df/dC$ , care trebuie să fie în modul cît mai mic, se apreciază influența variației lui  $C$  asupra lui  $f_0$ . În cazul oscilatorului  $LC$  cu schema din fig. 5.3.1, obținem acest factor în baza rel. (5.3.7):

$$\frac{1}{f_0} \frac{df}{dC} = - \frac{1}{2C}. \quad (5.3.12)$$

Observăm că stabilitatea frecvenței este bună, dacă  $C$  este mare dar — precum am arătat — potrivit rel. (5.3.9), o capacitate de valoare prea ridicată face mai dificilă îndeplinirea condiției de oscilație pentru amplitudine.

Este important de subliniat că un circuit oscilant cu factor de calitate ridicat este favorabil stabilității frecvenței. Proprietatea enunțată se demonstrează în felul următor. Condiția lui Barkhausen,  $F \cdot A = 1$ , afirmă că transferul semnalului de la intrarea  $g - s$  (v. fig. 5.3.2) la ieșirea

$\phi - \phi'$  și înapoi prin bucla de reacție la  $f - f'$ , respectiv  $g - s$ , trebuie să implice un defazaj de  $2n\pi$  radiani ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ), pentru că altfel oscilatorul nu funcționează. Deci, argumentul numărului complex  $\underline{F} \cdot \underline{A}$  trebuie să fie zero. Să presupunem acum că  $C$  a suferit o variație elementară  $dC$ . Atunci, argumentul lui  $\underline{F} \cdot \underline{A}$  nu mai este nul, ci  $d\varphi_{FA}$ . Pentru a compensa (anula) abaterea argumentului, oscilația își va modifica frecvența cu  $df$ , deoarece altfel se întrerupe.

Să calculăm acum cât este acest  $df$  în jurul lui  $f_0$  pentru  $d\varphi_{FA}$  dat. Observăm din rel. (5.3.4) că argumentul lui  $\underline{F} \cdot \underline{A}$  la o frecvență oarecare este

$$\varphi_{FA} = -\arctg \frac{\omega L - 1/\omega C}{r}$$

și deci

$$d\varphi_{FA} = -\frac{d}{d\omega} \arctg \frac{\omega L - 1/\omega C}{r} \Big|_{\omega=\omega_0} d\omega$$

sau

$$d\varphi_{FA} = -\frac{1}{r} \frac{L + 1/\omega^3 C}{1 + (\omega L - 1/\omega C)^2} \Big|_{\omega=\omega_0} d\omega. \quad (5.3.13)$$

Deoarece  $1/\omega_0^2 C = L$ ,  $\omega_0 L - 1/\omega_0 C = 0$  și  $\omega_0 L/r = Q$ , rel. (5.3.13) devine

$$d\varphi_{FA} = -\frac{2L}{r} d\omega = -\frac{2\omega_0 L}{r} \frac{df}{f_0} = -2Q \frac{df}{f_0}.$$

Trecînd la variații finite, relația precedentă conduce la expresia

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{|\Delta\varphi_{FA}|}{2Q},$$

care arată că stabilitatea frecvenței este într-adevăr cu atît mai bună cu cît factorul de calitate al circuitului oscilant este mai mare.

Pentru îmbunătățirea stabilității frecvenței, circuitul oscilant sau chiar întregul oscilator se introduce într-o incintă termostatăată, iar alimentarea se face de la o sursă de tensiune stabilizată.

Dar o înaltă stabilitate se obține echipînd oscilatorul (dacă acesta lucrează pe frecvență fixă) cu un rezonator piezoelectric de cuarț, care substituie circuitul oscilant sau principalele elemente reactive ale acestuia. Stabilitatea înaltă a frecvenței este urmarea faptului că circuitul echivalent al rezonatorului de cuarț are un factor de calitate deosebit de mare (pînă la  $10^7$ ) și că frecvența de oscilație este determinată în principal de dimensiunile geometrice ale cristalului, care se pot conserva riguros prin termostatare

### 5.3.2. AMPLIFICATORUL DE RF CU CIRCUIT REZONANT LC

**CARACTERUL SELECTIV AL AMPLIFICATOARELOR DE RF.** Amplificatoarele de RF sînt în general selective, adică sînt astfel realizate încît ele amplifică numai semnalele avînd frecvențele cuprinse într-o bandă limitată, situată în jurul unei frecvențe centrale  $f_0$ . Pentru acest motiv se mai numesc și amplificatoare selective sau de bandă.

La frecvențe cuprinse între sute de kHz și zeci de MHz, în schemele uzuale se utilizează pentru realizarea selectivității circuite rezonante (acordate) LC cu constante concentrate, conectate ca impedanțe de sarcină și/sau de cuplaj între etaje.

Ca schemă de principiu, un amplificator de RF de semnal mic (de tensiune) nu diferă de unul de semnal mare (de putere) sau de un multipliator de frecvență.

Ceea ce le deosebește este regimul de funcționare al tranzistorului și rolul circuitelor selective LC din structură.

Amplificatoarele RF de semnal mic, care lucrează în clasă A, se folosesc ca prime etaje în radioreceptoare. Rolul lor este de a amplifica selectiv semnalele. Mai precis, un astfel de etaj trebuie să introducă o amplificare importantă pe frecvența  $f_0$  a semnalului recepționat (precum și pe frecvențele componentelor laterale utile ale acestui semnal, reprezentînd produsele de modulație) și să atenueze (să rejeteze) cît mai mult semnalele care aparțin canalelor adiacente celui recepționat.

Amplificatoarele de semnal mare lucrează în clasă B sau C, unde se ating randamente ridicate, de pînă la 70–80%. Ele se folosesc ca etaje

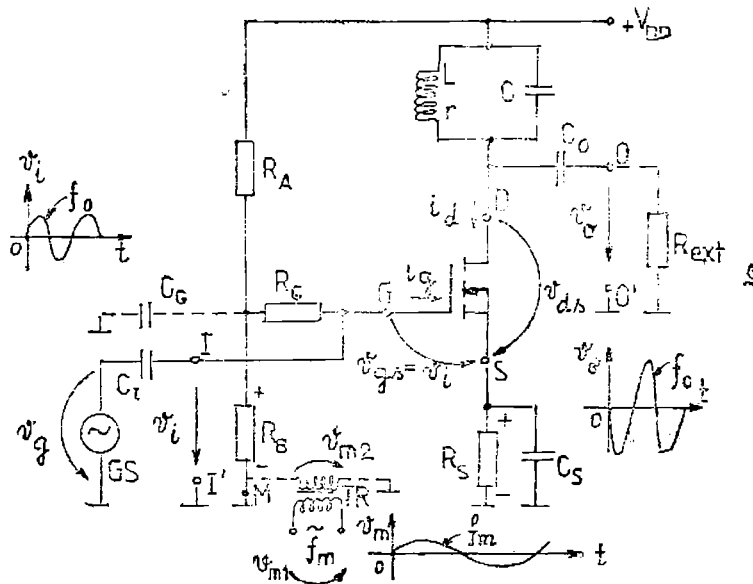


Fig. 5.3.3.

de putere în sursele de radiofrecvență (generatoare RF, radioemițătoare). În acest caz curentul prin terminalul de ieșire al tranzistorului este puternic distorsionat (impulsuri cu unghiuri de tăiere sub  $90^\circ$ ). Circuitul selectiv din structura amplificatorului rejectează toate componentele din descompunerea Fourier în afară de componenta fundamentală de frecvență  $f_0$ , care este transmisă la ieșire. Dacă dorim ca acest amplificator (lucrând în clasă C) să funcționeze ca multiplicator de frecvență, vom acorda circuitul selectiv nu pe  $f_0$ , ci pe armonica dorită  $nf_0$  ( $n \geq 2$ ). Astfel, pentru  $n = 2$  obținem un dublor de frecvență, pentru  $n = 3$  — triplor ș.a.m.d.

De subliniat că circuitele LC derivație utilizate ca sarcină oferă, la rezonanță, impedanțe (reale) de valori foarte mari (pînă la sute de  $k\Omega$ ), ceea ce conduce la obținerea de amplificări în tensiune ridicate fără căderi de tensiune continuă.

**PREZENTAREA SCHEMEI ȘI A FUNCȚIONĂRII.** Vom examina cel mai simplu amplificator de RF (fig. 5.3.3). Este echipat cu un TMOS în conexiune SC, avînd ca impedanță de sarcină în drenă un circuit derivație LC, acordat pe frecvența centrală de lucru a amplificatorului.

Ne vom referi la funcționarea etajului ca amplificator RF de semnal mic, în clasă A. (În această situație, elementele  $C_G$  și  $TR$  — asociate cu linie întreruptă în fig. 5.3.3 — nu intervin în funcționare.)

Polarizarea TMOS se face de la sursa  $V_{DD}$ . Divizorul  $R_A R_B$  servește la obținerea tensiunii de grilă  $V_{GS}$ . Observăm însă că la tensiunea de pe  $R_B$  se adaugă în opoziție căderea de tensiune de pe  $R_S$ , care acționează ca reacție de c.c., stabilizînd punctul de funcționare față de variațiile temperaturii. Atunci, tensiunea de polarizare a grilei este

$$V_{GS} = V_{DD} R_B / (R_A + R_B) - R_S I_D.$$

De observat că  $G$  este conectat la divizor prin intermediul unei rezistențe mari  $R_G \gg R_A, R_B$ , care face ca, pentru generatorul de semnal, rezistența de intrare să nu scadă prea mult (adică la valoarea  $R_S || R_B$ ), ci să păstreze o valoare destul de ridicată (uniteți sau chiar zeci de  $M\Omega$ ):

$$R_{in} = R_G + R_A || R_G \simeq R_G.$$

Metoda descrisă (variantă bootstrap) este aplicabilă mai ales la TMOS, deoarece nu apare cădere de tensiune continuă pe  $R_G$  ( $I_G \simeq 0$ ).

TMOS funcționează în regiunea de saturație și  $V_{GS} > V_P$  (clasă A). Semnalul  $v_{gs} = v_i$  produce componenta variabilă  $i_d$ . Căderea de tensiune determinată de  $i_d$  pe circuitul LC reprezintă răspunsul  $v_o$ , al amplificatorului, deoarece  $C_o$  se comportă ca un scurtcircuit. De subliniat că amplitudinea lui  $v_o$  variază cu frecvența, ca și modulul impedanței circuitului format din bobina  $L$  (avînd rezistența serie de pierderi  $r$ ) în paralel cu condensatorul  $C$  și cu sarcina exterioară, de regulă — o rezistență echivalentă  $R_{ext}$ . Avem în vedere că, TMOS comportîndu-se în regiunea de saturație ca o sursă de curent, amplitudinea  $I_d$  nu depinde de frecvență la  $V_i = \text{constant}$ . La rezonanță, deci cînd frecvența  $f$  a semnalului este egală cu frecvența  $f_0$  pe care este acordat circuitul,  $V_o$  este maxim ca și impedanța circuitului derivație  $LCR_{ext}$ .



### ANALIZA LINIARĂ. CARACTERISTICA DE SELECTIVITATE.

În fig. 5.3.4 este reprezentat circuitul echivalent de semnal mic al amplificatorului. El ne permite să efectuăm analiza liniară a etajului, adică să stabilim legătura dintre  $V_0$  și  $V_i$ , și deci să aflăm expresia amplificării de tensiune  $A$ . În această etapă, modelăm tranzistorul numai prin parametri săi dominanți:  $C_{gs}$  și  $g_m$ ; neglijăm deci efectul lui  $C_{gd}$ .

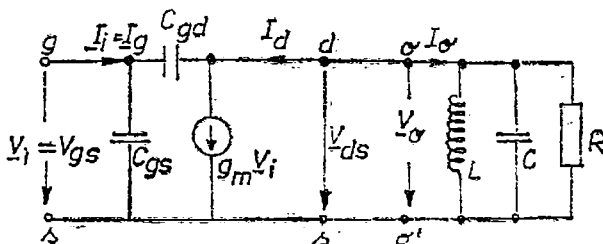


Fig. 5.3.4.

Să caracterizăm mai întâi sarcina totală care apare la bornele  $oo'$ . În  $R$  includem  $R_{ext}$  și rezistența  $r$  transferată în paralel cu inductanța. Între elementele  $r$  și  $L$  ale structurii serie și elementele  $r_p$  și  $L_p$  ale structurii paralel, trebuie să avem:  $1/r_p + 1/j\omega L_p = 1/(r + j\omega L) = (r - j\omega L)/[r^2 + (\omega L)^2]$ .

Deoarece în practică  $r^2 \ll (\omega L)^2$ , rezultă

$$1/r_p + 1/j\omega L_p \simeq r/(\omega L)^2 + 1/j\omega L_p,$$

și deci

$$r_p \simeq (\omega L)^2/r \text{ și } L_p \simeq L. \quad (5.3.14)$$

Prin urmare

$$R = R_{ext} || r_p. \quad (5.3.15)$$

În cele ce urmează vom considera pe  $R$  independent de frecvență, din două motive: 1) uzual,  $R_{ext} < r_p$  și deci în (5.3.15)  $R_{ext}$  — care nu depinde de frecvență — este dominant; 2) noi vom studia dependența de frecvență într-un domeniu restrîns, în jurul lui  $f_0$ .

Impedanța  $Z$  a circuitului LCR (fig. 5.3.4) este dată de:

$$1/Z = 1/R + j(\omega C - 1/\omega L); \quad (5.3.16)$$

la frecvența de rezonanță (cînd  $\omega_0 C - 1/\omega_0 L = 0$ ).

$$f = f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}, \quad (5.3.17)$$

impedanța este

$$Z_0 = Z_o = R. \quad (5.3.18)$$

Ne interesează dependența lui  $Z$  de frecvență când  $f$  variază puțin în jurul lui  $f_0$ . Pentru aceasta, scriem expresia (5.3.16) sub forma  $1/Z = 1/R + j/X$ , unde  $1/X \equiv \omega C - 1/\omega L$ , și calculăm diferențiala  $d(1/X)$  în jurul lui  $f_0$ . Avem:  $d(1/X) = (C + \omega^2 L)_{f_0} d\omega = (C + \omega_0^2 L) d\omega = 2C d\omega$ . Trecînd la variații finite, rezultă  $\Delta(1/X) = 2C \Delta\omega$ . Prin urmare, pentru frecvențe  $f$  apropiate de  $f_0$ , avem

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{R} + 2jC\Delta\omega = \frac{1}{R} \left( 1 + j\omega_0 RC \frac{2\Delta f}{f_0} \right)$$

sau

$$Z = \frac{R}{1 + jQ2\Delta f/f_0}, \quad (5.3.19)$$

unde  $\Delta f$  este abaterea mică a frecvenței  $f$  a generatorului față de frecvența de rezonanță

$$\Delta f = f - f_0, \quad (5.3.20)$$

iar  $Q$  reprezintă factorul de calitate (în sarcină, adică în prezența lui  $R_{ext}$ ) al circuitului  $LRC$ :

$$Q = \omega_0 RC. \quad (5.3.21)$$

Să determinăm acum amplificarea de tensiune. Urmărind circuitul din fig. 5.3.4, avem succesiv:  $I_0 = -I_1 = -g_m V_i$ ;  $V_0 = Z I_0 = -g_m Z V_i$ . Deoarece amplificarea de tensiune este  $A \stackrel{D}{=} V_0/V_i$ , rezultă:

$$A = -g_m Z. \quad (5.3.22)$$

Înlocuind (5.3.19) în (5.3.22), obținem:

$$A = -\frac{g_m R}{1 + jQ2\Delta f/f_0}, \quad |A| = \frac{g_m R}{\sqrt{1 + Q^2(2\Delta f/f_0)^2}}, \quad (5.3.23)$$

iar la rezonanță ( $\Delta f = 0$ )

$$A_0 = -g_m R, \quad |A_0| = g_m R. \quad (5.3.24)$$

Raportul

$$\left| \frac{A}{A_0} \right| = \frac{1}{\sqrt{1 + Q^2(2\Delta f/f_0)^2}}, \quad (5.3.25)$$

cu  $\Delta f = f - f_0$ , reprezintă expresia caracteristicii de selectivitate a amplificatorului pentru abateri mici ale lui  $f$  în jurul lui  $f_0$  (adică pentru  $|\Delta f| \ll f_0$ ). De fapt, această caracteristică reproduce legea de variație a lui  $|Z|$  în funcție de frecvență. Graficul corespunzător, numit curbă de selectivitate a amplificatorului, este reprezentat în fig. 5.3.5 pentru două valori ale lui  $Q$ .

Se numește bandă de trecere,  $B$ , a amplificatorului, dublul abaterii frecvenței față de cea de rezonanță, de o parte și alta a acesteia, corespun-

zătoare scăderii amplificării de tensiune cu 3 dB față de valoarea de rezonanță:

$$B \stackrel{D}{=} 2\Delta f|_{-3\text{dB}}(1/\sqrt{2}). \quad (5.3.26)$$

Aplicînd definiția (5.3.26) raportului (5.3.25), obținem  $Q(2\Delta f/f_0)_{-3\text{dB}} = 1$ , de unde

$$B = f_0/Q = 1/2\pi RC. \quad (5.3.27)$$

Din cele de mai sus rezultă:

a) amplificarea de tensiune crește o dată cu  $g_m$  și  $R$ ; b) banda de trecere este mai îngustă și selectivitatea mai pronunțată (curba de rezonanță mai ascuțită) dacă factorul de calitate este mai mare.

Menționăm că la proiectarea amplificatorului se utilizează relațiile (5.3.15), (5.3.17), (5.3.21), (5.3.24), (5.3.27), precum și (5.3.14) scrisă pentru frecvența de rezonanță:

$$r_p \simeq (\omega_0 L)^2/r = Q_0 \omega_0 L, \quad (5.3.28)$$

unde  $Q_0$  reprezintă factorul de calitate al bobinei la frecvența  $f_0$ .

**EFFECTUL MILLER.** Capacitatea de intrare a unui dispozitiv electronic activ, în cazul de față a tranzistorului MOS, prezintă o creștere importantă cînd dispozitivul funcționează în regim de amplificare. Acest fenomen, numit efect Miller, este datorat mecanismului de reacție care se produce între ieșire (drenă) și intrare (grilă) prin intermediul capacității  $C_{gd}$  (numită și capacitate de transfer).

Pentru a evalua capacitatea de intrare dinamică (majorată prin efect Miller), am introdus în fig. 5.3.4 și capacitatea  $C_{gd}$  (v. conexiunea punctată). Să calculăm curentul de intrare  $I_i$ . Observăm că una din componentele sale este cea care trece prin  $C_{gs}$ , adică  $j\omega C_{gs}V_i$ , și a doua este cea care trece prin  $C_{gd}$ , adică  $j\omega C_{gd}(V_i - V_o)$ , deci

$$I_i = j\omega C_{gs}V_i + j\omega C_{gd}(V_i - V_o).$$

Dacă împărțim peste tot cu  $V_i$ , rezultă

$$Y_i = j\omega [C_{gs} + (1 - A)C_{gd}], \quad (5.3.29)$$

deoarece  $I_i/V_i$  este admitanța de intrare  $Y_i$ , iar  $V_o/V_i$  este amplificarea de tensiune.

Admitanța  $Y_i$  este în general complexă. Dar în cazul cînd sarcina amplificatorului este o rezistență  $R$ , atunci amplificarea are valoarea  $-g_m R$  (v. rel. 5.3.24) și  $Y_i$  devine pur imaginar,  $Y_i = j\omega [C_{gs} + (1 + g_m R)C_{gd}]$ , adică este dat de capacitatea dinamică.

$$C_i = C_{gs} + (1 + g_m R)C_{gd} \simeq C_{gs} + g_m RC_{gd}. \quad (5.3.30)$$

Deci, capacitatea de intrare dinamică  $C_i$  poate depăși cu mult pe cea statică ( $C_{gs}$ ), și este dependentă de panta tranzistorului și de rezistența de sarcină.

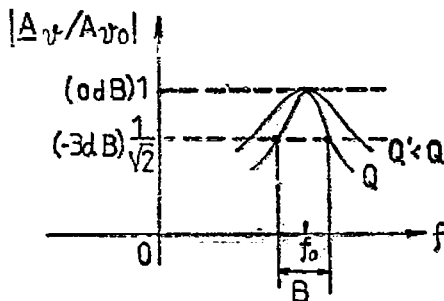


Fig. 5.3.5.

### 5.3.3. MODULAREA OSCILAȚIILOR DE RF

**SEMNAL MODULATOR. OSCILAȚIE PURTĂTOARE. MODULARE.** Am arătat la începutul capitolului 5.3 că oscilațiile de RF se folosesc la transmiterea informațiilor pe cale radioelectrică (prin unde electromagnetice de radiofrecvență sau unde radio, fără suport conductor).

În acest scop, informația (sunetul, imaginea) este transformată mai întâi, cu ajutorul unui traductor adecvat (microfon, tub videocaptor), într-un semnal electric echivalent, numit semnal modulator (alte denumiri: tensiune de modulație, curent de modulație sau, simplu, modulație). Un caz particular important îl constituie semnalul modulator sinusoidal:

$$v_m = V_m \sin \omega_m t, \quad (5.3.31)$$

unde  $f_m = \omega_m / 2\pi$  reprezintă frecvența de modulație. Dacă semnalul  $v_m$  provine dintr-un sunet armonic ( $f_m \in (20 \text{ Hz}, 20 \text{ kHz})$ ), atunci el este numit ton de AF sau JF (audiofrecvență sau joasă frecvență). Semnalul modulator transmis de emițătorul de radiodifuziune (destinat transmiterii programelor sonore) poate fi considerat, pentru scopuri practice, ca o combinație de semnale sinusoidale. Chiar și semnalul transmis de emițătorul de imagine al stației de televiziune poate fi considerat astfel, cu precizarea că spectrul semnalului este mult mai complex, iar componentele care trebuie luate în considerare au frecvențe de pînă la 10 MHz sau chiar mai mult.

Rezultă deci, că semnalele modulatorie cu care operăm în practică ocupă un spectru larg de frecvențe de modulație, fiind prezente în general și frecvențele cele mai joase, inclusiv  $f_m = 0$  (semnalul complex de televiziune conține și componenta continuă). Ca urmare, nu se poate pune problema transmiterii radioelectrice directe a semnalelor modulatorie. Aceste semnale trebuie să fie „purtate” de oscilații de RF (sau IF — înalta frecvență) — numite, sugestiv, oscilații purtătoare. (În exprimarea concisă spunem purtătoare în loc de oscilație purtătoare.) Frecvența  $f_p$  a oscilației (unde) purtătoare trebuie să fie suficient de înaltă, astfel încît să se asigure atît eficiența propagării (la distanță mare cu atenuare acceptabilă), cît și „distanță” în spectru față de frecvențele  $f_m$  înalte, pentru evitarea interferențelor. Deci, întotdeauna vom avea  $f_p \gg f_m$ .

„Imprimarea” semnalului modulator pe oscilația purtătoare de RF se numește modulare. Rezultatul acestui proces îl constituie oscilația de radiofrecvență modulată (în ritmul semnalului modulator).

Oscilația purtătoare nemodulată (care nu poartă nici un semnal) este o mărime (de exemplu, o tensiune) sinusoidală, de forma:

$$v_p = V_p \sin(\omega_p t + \varphi_p), \quad (5.3.32)$$

unde  $\omega_p = 2\pi f_p$  este pulsația corespunzătoare frecvenței purtătoare  $f_p$ ,  $V_p$  — amplitudinea (constantă) a purtătoarei nemodulate și  $\varphi_p$  — faza inițială a purtătoarei. Toți cei trei parametri — adică  $V_p$ ,  $f_p$  și  $\varphi_p$  — sînt mărimi constante în cazul oscilației nemodulate.

Se obține o oscilație modulată — deci una care poartă (transmite) semnal — dacă se variază, în ritmul semnalului modulator, unul din cei

trei parametri. Distingem deci : a) oscilații modulate în amplitudine (MA), b) oscilații modulate în frecvență (MF) și c) oscilații modulate în fază (MP). Oscilațiile modulate nu mai sînt sinusoidale.

**OSCILAȚIA MODULATĂ ÎN AMPLITUDINE.** Obținem o oscilație MA, modificînd amplitudinea purtătoarei în jurul lui  $V_p$ , după legea de variație a semnalului modulator, și menținînd constanți parametrii  $f_p$  și  $\varphi_p$ .

Referindu-ne la semnalul modulator sinusoidal, vom substitui în (5.3.32) pe  $V_p$  cu  $V_p + k_a v_m$ , unde  $v_m$  este dat de expresia (5.3.31), iar  $k_a$  o constantă. Alegînd convenabil originea pentru timp, putem pune  $\varphi_p = \text{const.} = 0$ . Rezultă

$$v_{MA} = (V_p + k_a v_m) \sin \omega_p t = (V_p + k_a V_m \sin \omega_m t) \sin \omega_p t$$

sau

$$v_{MA} = V_p (1 + m_a \sin \omega_m t) \sin \omega_p t, \quad (5.3.33)$$

în care  $m_a$ , definit prin relația

$$m_a = \frac{k_a V_m}{V_p}, \quad (5.3.34)$$

reprezintă gradul de modulație în amplitudine. Relația (5.3.33) este expresia oscilației modulate în amplitudine,  $v_{MA}$ , cu un semnal modulator sinusoidal.

În fig. 5.3.6 am reprezentat oscilația nemodulată (a), semnalul modulator (b) și oscilația MA (c). Observăm că amplitudinea lui  $v_{MA}$  coincide cu

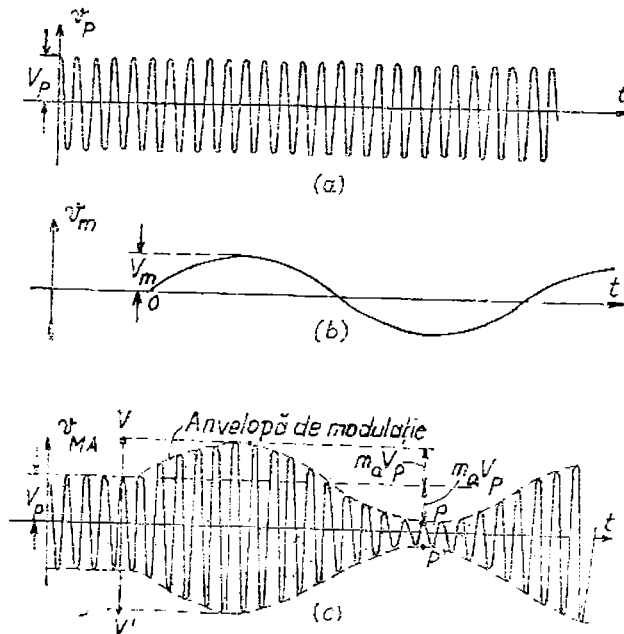


Fig. 5.3.6.

a purtătoarei nemodulate cînd  $v_m = 0$ , trece prin valoarea maximă  $V_p(1 + m_a)$  cînd modulația însăși este maximă, respectiv prin cea minimă,  $V_p(1 - m_a)$ , cînd  $v_m = -V_m$ . Altfel spus, locul geometric al amplitudinii oscilației MA, numit anvelopă de modulație, urmărește valoarea instantanee a semnalului modulator.

Diagrama din fig. 5.3.6, c, obținută ca oscilogramă pe ecranul tubului catodic, servește la determinarea gradului de modulație. Se măsoară distanța  $\overline{VV'}$  dintre vîrfurile de modulație și distanța  $\overline{PP'}$  dintre profunzimile de modulație. Deoarece

$$\frac{\overline{VV'}}{\overline{PP'}} = \frac{2V_p(1 + m_a)}{2V_p(1 - m_a)},$$

rezultă

$$m_a = \frac{\overline{VV'} - \overline{PP'}}{\overline{VV'} + \overline{PP'}}. \quad (5.3.35)$$

În practică,  $m_a \in (0; 1)$ . Dacă se mărește  $V_m$  astfel încît raportul (5.3.34) depășește unitatea, se obține o oscilație supramodulată. O astfel de situație se evită în radiocomunicații, deoarece duce la distorsionarea anvelopei de modulație, ceea ce înseamnă de fapt distorsionarea semnalului transmis.

Expresia (5.3.33) poate fi pusă sub forma

$$v_{MA} = V_p \sin \omega_p t + \frac{1}{2} m_a V_p \cos(\omega_p - \omega_m)t - \frac{1}{2} m_a V_p \cos(\omega_p + \omega_m)t, \quad (5.3.36)$$

de unde rezultă că oscilația modulată în amplitudine cu un semnal de frecvență  $f_m$  posedă un spectru (v. fig. 5.3.7) format din trei componente (sinusoidale): 1) o componentă centrală (numită chiar purtătoare), cu frecvența  $f_p$  și amplitudinea  $V_p$  (avînd deci parametrii oscilației respective nemodulate); 2) o componentă laterală inferioară, cu frecvența  $f_p - f_m$  și amplitudinea  $m_a V_p/2$ ; 3) o componentă laterală superioară, avînd frecvența  $f_p + f_m$  și aceeași amplitudine ( $m_a V_p/2$ ).

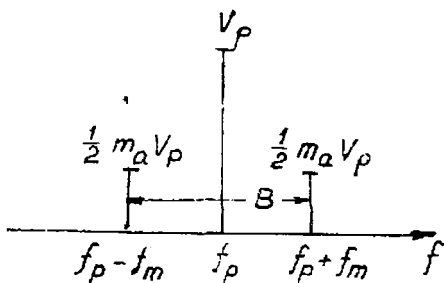


Fig. 5.3.7.

În cazul unui semnal modulator complex, conținînd o multitudine de frecvențe de modulație,  $f_{m1}, f_{m2}, \dots$ , spectrul oscilației MA, păstrîndu-și simetria, va fi format din purtătoare ( $f_p, V_p$ ), o bandă laterală inferioară ( $f_p - f_{m1}, m_{a1} V_p/2; f_p - f_{m2}, m_{a2} V_p/2 \dots$ ) și o bandă laterală superioară ( $f_p + f_{m1}, m_{a1} V_p/2; f_p + f_{m2}, m_{a2} V_p/2 \dots$ ).

Prin urmare, un emițător, cînd nu este modulat, radiază o undă radio

de frecvență unică  $f_p$ . Cînd este modulată în amplitudine, radiază o mulțime finită de componente, ocupînd în spectrul radio o anumită bandă  $B$ , dată de relația (v. fig. 5.3.7) :

$$B = 2f_{m \max}, \quad (5.3.37)$$

unde  $f_{m \max}$  reprezintă frecvența maximă de modulație. Banda ocupată  $B$  este centrată pe frecvența purtătoare  $f_p$  a emițătorului. Pe această bază, Comitetul Consultativ Internațional de Radiocomunicații (CCIR) alocă fiecărui emițător de radiodifuziune cu modulație de amplitudine un canal radio cu lărgimea standard de 9 kHz, centrat pe frecvența purtătoare. S-a avut în vedere la stabilirea lărgimii standard că, într-un program de radiodifuziune tipic, ponderea statistică a componentelor de modulație cu frecvențe mai mari de 4,5 kHz este nesemnificativă.

**MODULAREA ÎN AMPLITUDINE PE GRILA TMOS.** Problema modularii în amplitudine se pune astfel : fiind date semnalele  $v_m = V_m \sin \omega_m t$  (modulația) și  $v_p = V_p \sin \omega_p t$  (purtătoarea) se cere să se obțină oscilația MA dată de expresia (5.3.33), respectiv (5.3.36), adică

$$\begin{aligned} v_{MA} &= V_p (1 + m_a \sin \omega t) \sin \omega_m t = \\ &= V_p \sin \omega_p t + \frac{1}{2} m_a V_p \cos (\omega_p - \omega_m) t - \frac{1}{2} m_a V_p \cos (\omega_p + \omega_m) t. \end{aligned} \quad (5.3.38)$$

Cu ajutorul circuitelor liniare, cum sînt cele cu elemente pasive  $R$ ,  $L$ ,  $C$ ,  $M$ , nu putem obține din două semnale cu frecvențele  $f_p$  și  $f_m$ , semnale avînd alte frecvențe, ca  $f_p - f_m$  și  $f_p + f_m$  (v. rel. 5.3.38). Oricum am aplica semnalele  $v_p$  și  $v_m$  într-un circuit liniar, el va fi sediul doar al unor componente de semnal cu frecvențele  $f_p$  și  $f_m$  ale celor aplicate, întrucît relațiile dintre semnale sînt liniare, ca urmare a faptului că tensiunea la bornele fiecărui element al circuitului liniar este proporțională cu curentul care-l străbate. Altfel spus, datorită liniarității relațiilor dintre tensiune și curenți, un circuit liniar lasă neschimbat spectrul semnalelor aplicate.

Dimpotrivă, un circuit neliniar modifică spectrul semnalelor aplicate. În particular, dacă aplicăm unui asemenea circuit semnalele cu frecvențele  $f_p$  și  $f_m$ , vor apărea în circuit și alte componente de semnal, cu frecvențe de forma  $pf_p + mf_m$ , unde  $p, m \in \mathbb{Z}$ .

Deci, modularea în amplitudine se poate realiza cu dispozitive neliniare, cum sînt cele electronice. Există o mare varietate de metode de modulare în amplitudine, care diferă prin dispozitivul folosit și/sau modul de aplicare a celor două semnale.

Ne vom referi aici la metoda de modulare în amplitudine cu tranzistor MOS funcționînd în regiunea de saturație, semnalele  $v_p$  și  $v_m$  fiind aplicate pe grilă. Prin urmare, tensiunea de grilă va fi

$$v_{GS} = V_{GS} + V_p \sin \omega_p t + V_m \sin \omega_m t, \quad (5.3.39)$$

unde  $V_{GS}$  este tensiunea de polarizare a porții. Introducând expresia (5.3.39) în ecuația caracteristicii de transfer (5.1.30) a TMOS, obținem

$$i_D = \frac{1}{2} \beta (V_{GS} - V_P + V_P \sin \omega_P t + V_m \sin \omega_m t)^2$$

sau

$$i_D = \frac{1}{2} \beta (V_G^2 + V_m^2 \sin^2 \omega_m t + V_P^2 \sin^2 \omega_P t + 2V_G V_m \sin \omega_m t + 2V_G V_P \sin \omega_P t + 2V_P V_m \sin \omega_P t \sin \omega_m t), \quad (5.3.40)$$

unde am folosit notația  $V_G \equiv V_{GS} - V_P$ . Din primii patru termeni ai expresiei (5.3.40) rezultă componente cu frecvențele zero,  $f_m$ ,  $2f_m$  și  $2f_P$ . Acestea pot fi ușor rejectate cu ajutorul unui filtru trece bandă acordat pe frecvența  $f_P$  și în a cărei bandă de trecere se plasează frecvențele  $f_P$ ,  $f_P - f_m$  și  $f_P + f_m$  ale componentelor rezultate din ultimii doi termeni ai expresiei (5.3.40).

Curentul de drenă  $i_d$  format din ultimii doi termeni este deci:

$$i_d = \beta V_G \left( V_P + \frac{V_P}{V_G} V_m \sin \omega_m t \right) \sin \omega_P t. \quad (5.3.41)$$

În cazul cel mai simplu, filtrul de bandă este constituit dintr-un circuit derivație LC acordat pe frecvența  $f_P$  și introdus ca impedanță de sarcină în circuitul de drenă. Tensiunea de ieșire  $v_o$  de la bornele circuitului LC va reproduce, cu bună aproximație, pe  $i_d$  (fig. 5.3.8):

$$v_o \simeq -|Z| i_d = -\beta V_G |Z| (V_P + k_a V_m \sin \omega_m t) \sin \omega_P t = \\ = V_o (1 + m_a \sin \omega_m t) \sin \omega_P t, \quad (5.3.42)$$

unde  $k_a = V_P/V_G$ ,  $m_a = k_a V_m/V_P$ ,  $V_o = -\beta V_G V_P |Z|$ , iar  $Z$  este impedanța de sarcină din circuitul de drenă și al cărui argument a fost neglijat în interiorul benzii de trecere  $B$  (v. și cap. 5.3.2).

Comparînd expresia (5.3.42) cu (5.3.38), rezultă că  $v_o$  este o oscilație MA. De remarcat că în rel. (5.3.42)  $V_o$  este o mărime constantă (independentă de  $v_m$ ), iar  $m_a$  reprezintă gradul de modulație în amplitudine, conform

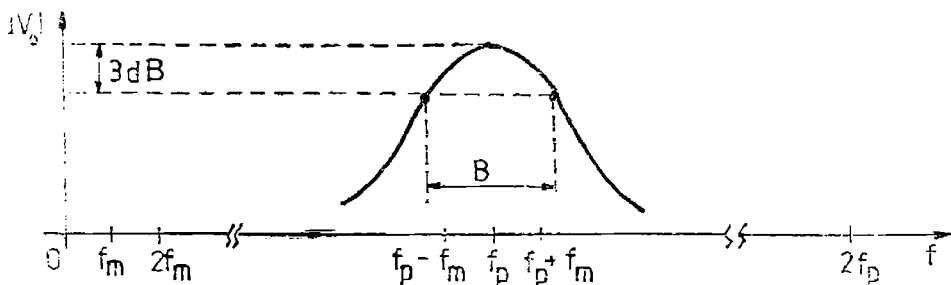


Fig. 5.3.8.



definiției, deoarece este proporțional cu amplitudinea  $V_m$  a semnalului modulator.

Realizarea practică a modulării în amplitudine, potrivit principiului prezentat mai sus, se face într-un etaj amplificator de RF echipat cu tranzistor MOS, așa cum se arată în fig. 5.3.3. Pentru aceasta, se introduce în circuitul de polarizare semnalul  $v_m$  prin intermediul transformatorului de modulație  $TR$ , conectînd rezistența  $R_B$  la masă nu direct în punctul  $M$ , ci prin secundarul lui  $TR$  (cum se arată cu linie întreruptă). Pentru a evita pătrunderea curentului de RF în  $TR$ , rezistența  $R_G$  se conectează la masă printr-un condensator de capacitate  $C_G$  astfel aleasă ca pentru  $f_p$  să se comporte ca un scurtcircuit iar pentru  $f_m$  — ca o reactanță foarte mare față de  $R_A$  și  $R_B$ . Ca urmare, pe grila TMOS se aplică 3 tensiuni: polarizarea  $V_{GS}$  (tensiunea de c.c. de pe  $R_B$  minus cea de pe  $R_S$ ), semnalul modulator  $v_m$  (tensiunea alternativă de frecvență  $f_m$  de pe  $R_A$ ) și purtătoarea  $v_p$  (tensiunea de frecvență înaltă  $f_p$ , notată  $v_i$  în fig. 5.3.3, care apare pe  $R_G$ ). Circuitul  $LC$  se acordă pe frecvența purtătoare ( $f_0 = f_p$ ).

Este avantajos, în ce privește regimul tranzistoarelor din lanțul de RF al emițătorului, ca modularea în amplitudine să se efectueze în etajul final sau prefinal, deci într-un etaj de putere. Atunci, tranzistorul modulat va funcționa în clasă  $B$  sau  $C$ , pentru ca randamentul să fie mare. Diagramele din fig. 5.3.9 se referă la un astfel de regim, mai precis la unul de clasă  $B$  (punctul de repaus  $M_0$  este plasat la deschiderea TMOS, ceea ce corespunde unei polarizări  $V_{GS} = V_P$ ). După cum se arată în fig. 5.3.9, în prezența modulației purtătoare de înaltă frecvență  $v_p$  este centrată pe tensiunea  $V_{GS} + v_m$  (a). În circuitul de drenă, curentul  $i_D$  va avea forma unor impulsuri a căror amplitudine variază în ritmul lui  $v_m$  (b). În același ritm se modifică și partea variabilă  $i_a$  (reprezentată în diagrama (c)), ale cărei componente Fourier generează pe circuitul acordat  $LC$  tensiunea de ieșire  $v_0$  modulată în amplitudine.

**OSCILAȚIA MF.** În cazul modulării în frecvență, oscilația purtătoare nu-și mai păstrează frecvența la valoarea constantă  $f_p$ . Frecvența instanțelor  $f$  a oscilației MF va varia de o parte și cealaltă a lui  $f_p$  în ritmul semnalului modulator. Dacă semnalul modulator este un ton de joasă frecvență

$$v_m = V_m \cos \omega_m t, \quad (5.3.43)$$

atunci

$$f = f_p + k_f v_m = f_p + k_f V_m \cos \omega_m t = f_p + \Delta f \cos \omega_m t, \quad (5.3.44)$$

respectiv

$$\omega = \omega_p + \Delta \omega \cos \omega_m t, \quad (5.3.45)$$

unde  $k_f$  este o constantă, iar

$$\Delta f \equiv k_f V_m \quad (5.3.46)$$

reprezintă deviația maximă de frecvență, mărime proporțională cu amplitudinea semnalului modulator.

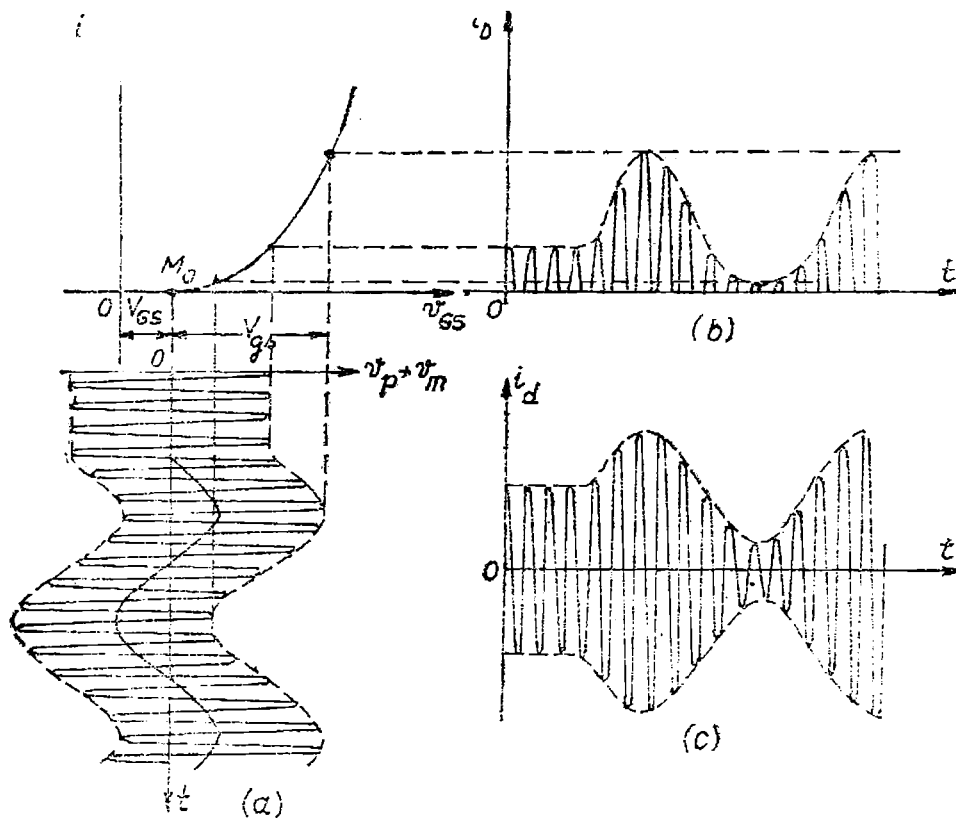


Fig. 5.3.9.

Pentru a scrie expresia oscilației MF, nu putem pleca pur și simplu de la purtătoarea nemodulată,  $v_p = V_p \sin(\omega_p t + \varphi_p)$ , și să înlocuim pe  $\omega_p$  cu  $\omega$  dat de rel. (5.3.45), deoarece numai la oscilația armonică (cînd  $\omega = \text{constant}$ ), faza instantanee  $\varphi(t)$  este  $\omega t + \text{const.}$  În cazul de față  $\omega$  nu mai este constant și, ca urmare, pentru a găsi expresia lui  $\varphi(t)$ , cînd cunoaștem pe  $\omega$  ca funcție de timp, trebuie să plecăm de la definiția (generală) a pulsației:

$$\omega \stackrel{D}{=} \frac{d\varphi(t)}{dt}. \quad (5.3.47)$$

Apoi, odată stabilit  $\varphi(t)$ , putem scrie expresia oscilației MF:

$$v_{MF} = V_p \sin \varphi(t). \quad (5.3.48)$$

Din rel. (5.3.47) și (5.3.45) rezultă:

$$\varphi(t) = \int \omega dt + C = \omega_p t + \sin \omega_p t + C;$$

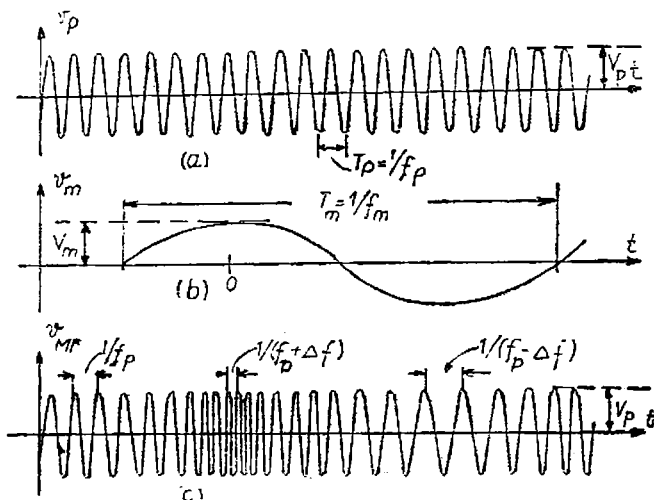


Fig. 5.3.10.

alegînd originea pentru timp astfel încît  $\varphi(0) = 0$ , rezultă  $C = 0$ , și deci

$$\varphi(t) = \omega_p t + (\Delta f/f_m) \sin \omega_m t = \omega_p t + m_f \sin \omega_m t, \quad (5.3.49)$$

unde

$$m_f = \frac{\Delta f}{f_m} \quad (5.3.50)$$

reprezintă indicele de modulație în frecvență, dependent atît de amplitudinea  $V_m$  a semnalului modulator (v. rel. 5.3.46), cît și de frecvența  $f_m$  a acestuia.

Din rel. (5.3.48—49) obținem dependența

$$v_{MF} = V_p \sin^2(\omega_p t + m_f \sin \omega_m t), \quad (5.3.51)$$

reprezentînd expresia oscilației modulate în frecvență.

În fig. 5.3.10 am reprezentat ca funcții de timp, oscilația purtătoare de RF nemodulată (a), semnalul modulator (b) și oscilația MF rezultată (c).

Din diagrame observăm că oscilația MF are amplitudinea constantă egală cu amplitudinea  $V_p$  a purtătoarei nemodulate. Frecvența ei este însă variabilă în ritmul semnalului modulator de frecvență  $f_m$ . Astfel, cînd  $v_m = 0$ ,  $f = f_p$ ; cînd  $v_m$  este maxim ( $+V_m$ ), frecvența oscilației MF este de asemenea maximă:  $f_p + \Delta f$ ; iar cînd  $v_m$  este minim ( $-V_m$ ), frecvența lui  $v_{MF}$  este și ea minimă:  $f_p - \Delta f$ . Profunzimea modulației, adică măsura în care frecvența instantanee  $f$  se abate de la valoarea  $f_p$ , este determinată de amplitudinea  $V_m$  a semnalului modulator, și concretizată cantitativ prin deviația maximă de frecvență  $\Delta f$ .

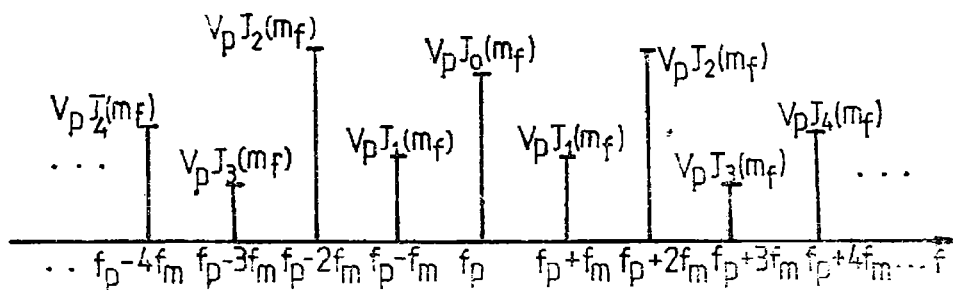


Fig. 5.3.11.

Să ne referim acum la spectrul oscilației MF, respectiv la banda ocupată de o emisiune MF în spectrul radio.

Dacă se descompune în serie Fourier oscilația periodică dar nesinusoidală  $v_{MF}$  dată de relația (5.3.51), rezultă un spectru infinit de componente (v. fig. 5.3.11) și anume:

- o componentă purtătoare cu frecvența  $f$  și amplitudinea  $V_p J_0(m_f)$ ;
- $2n$  componente laterale cu frecvențele  $f_p - nf_m$ , respectiv  $f_p + nf_m$ , avînd amplitudinile  $V_p J_n(m_f)$ , unde  $n = 1, 2, 3, \dots$ ;  $J_n(m_f)$  reprezintă funcția Bessel de speța întâi, ordin  $n$  și argument  $m_f$ .

Deși spectrul teoretic este infinit (chiar și pentru un semnal modulator sinusoidal de frecvență  $f_m$ ), în fapt el este limitat, deoarece funcțiile Bessel, de la un anumit ordin (dependent de  $m_f$ ) în sus, scad atât de mult încît componentele respective ale lui  $v_{MF}$  pot fi neglijate. Dacă se iau în considerare numai componentele ale căror amplitudini depășesc 1% din amplitudinea purtătoarei nemodulate, analiza funcțiilor Bessel conduce la următoarele rezultate:

1) Pentru  $m_f \leq 0,4$ , spectrul oscilației MF se reduce practic la spectrul oscilației MA, și deci banda ocupată este

$$B \simeq 2f_m. \quad (5.3.52)$$

2) Pentru  $m_f \in (0,4; 4)$ , banda se determină folosind tabelul 5.3.1.

Tabelul 5.3.1

$m_f$	0,5	1	2	3	4
$B$	$4f_m$	$6f_m$	$8f_m$	$12f_m$	$14f_m$

3) Pentru  $m_f \geq 4$ , este aplicabilă relația empirică:

$$B \simeq 2f_m (1 + m_f + \sqrt{m_f}). \quad (5.3.53)$$

Cazul 3) este tipic pentru radiodifuziunea MF de înaltă fidelitate. O valoare uzuală pentru deviația maximă de frecvență este  $\Delta f = 75$  kHz. Pentru

$\Delta f = 75 \text{ kHz}$  și considerînd  $f_m = 15 \text{ kHz}$ , rezultă un indice de modulație  $m_f = \Delta f / f_m = 5$ . Aplicînd relația (5.3.53) obținem  $B \approx 250 \text{ kHz}$ .

Observăm deci, că banda ocupată de o radioemisie MF depășește cu mult (tipic de peste 20 de ori) pe cea din cazul MA. Acesta este motivul pentru care emițătoarele de radiodifuziune (respectiv emițătoarele de sunet ale stațiilor de televiziune) cu modulație de frecvență funcționează în gamele de unde metrice sau mai scurte, în care există posibilități adecvate de spectru radio.

Banda largă ocupată de oscilația MF reprezintă un dezavantaj față de oscilația MA. Oscilația MF are însă, în raport cu cealaltă, și avantaje, cel esențial constînd în faptul că, la recepție, perturbațiile pot fi practic eliminate cu ajutorul unui limitator de amplitudine. Prin acțiunea acestuia nu este afectat semnalul transmis, deoarece el este conținut în variația frecvenței instantanee a oscilației MF. Ca urmare, pe lîngă înalta fidelitate, transmisiile utilizînd oscilațiile MF se caracterizează printr-un nivel de zgomot foarte redus.

**MODULAREA ÎN FRECVENȚĂ PRIN EFECT MILLER.** Principala metodă de modulare în frecvență constă în variația pe cale electronică a parametrului  $C$  și  $L$  al oscilatorului de radiofrecvență  $LC$ , în ritmul semnalului modulator.

Mecanismele frecvent utilizate sînt: a) variația capacității de barieră a joncțiunii  $p-n$  (v. diodă varactor, cap. 2.4.2); b) variația parametrului  $C$  sau  $L$  al unui tranzistor de reactanță (tranzistor care, conectat într-o rețea de reacție adecvată, se comportă la terminalele de ieșire ca o inducțanță sau capacitate, dependentă de polarizarea terminalului de comandă); c) efectul Miller, al cărui mod de aplicare îl examinăm în cele ce urmează.

În cap. 5.3.2 am arătat că la intrarea tranzistorului amplificator lucrînd pe o sarcină rezistivă  $R$  apare o capacitate dinamică  $C_i$  (v. rel. 5.3.30) cu valoarea

$$C_i \approx C_{gs} + g_m RC_{gd} \approx g_m RC_{gd}, \quad (5.3.54)$$

adică mult mai mare decît cea statică  $C_{gs}$  și dependentă de amplificarea de tensiune a etajului ( $g_m R$ ), deci de panta  $g_m$  a tranzistorului.

Dependența capacității  $C_i$ , de panta  $g_m$  reprezintă efectul Miller și poate fi folosit la modularea în frecvență a oscilațiilor, precum se arată în schema din fig. 5.3.12. În această schemă, TECJ funcționează în regim de saturație, ca amplificator pe sarcina  $R$  din circuitul de drenă. Tensiunea de negativare a grilei se obține automat, pe grupul  $R_S$  și  $C_S$  din sursă, deci  $V_{GS} = -V_S$ . Semnalul modulator de frecvență  $f_m$  se aplică pe grilă prin intermediul transformatorului de modulație  $TR$ . Deoarece  $i_G \approx 0$ , rezultă  $v_{GS} = V_{GS} + v_m$ , unde  $v_m$  este tensiunea de modulație din secundarul transformatorului.

Panta TECJ fiind dată de relația

$$g_m = \beta(v_{GS} - V_P) = \beta(V_{GS} - V_P + v_m) = \beta(V_G + v_m), \quad (5.3.55)$$

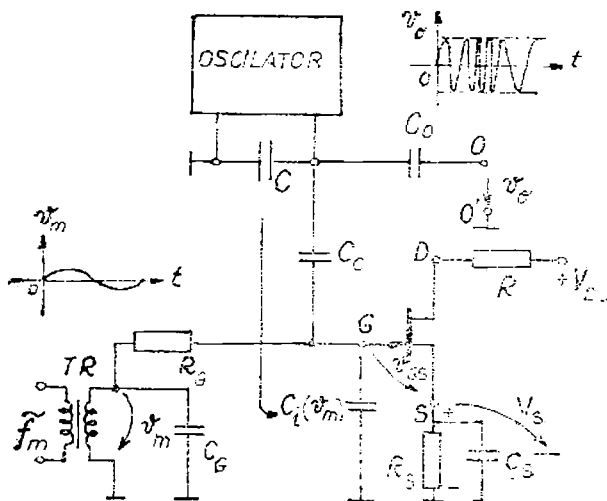


Fig. 5.3.12.

la o valoare ridicată factorul de calitate al circuitului oscilant, iar  $C_G$ , care se comportă ca un scurtcircuit la frecvența oscilatorului și prezintă o reactanță mare la  $f_m$ , evită pătrunderea curentului de RF în transformatorul de modulație.

Prin urmare,  $v_m$  comandă pe  $C_i$ , iar acesta modifică frecvența de oscilație (frecvența lui  $v_0$ ), conform relației:

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{L(C + C_i)}}, \quad (5.3.57)$$

unde  $L$  este inductanța circuitului oscilant (incorporată în etajul oscilator din fig. 5.3.12).

Dacă  $C_i \ll C$ , rel. (5.3.57) devine

$$f \approx f_0(1 - C_i/2C), \quad (5.3.58)$$

unde

$$f_0 = \frac{1}{2\pi \cdot \sqrt{LC}} \quad (5.3.59)$$

reprezintă frecvența de oscilație în lipsa cuplajului dintre TECJ și oscilator.

Dacă introducem (5.3.56) în (5.3.58), obținem

$$f = f_0(1 + aV_c) + af_0V_m, \quad (5.3.60)$$

unde s-a folosit notația  $a \equiv -\beta RC_{gd}/2C$  sau, dacă punem  $f_p \equiv f_0(1 + aV_c)$  și  $k_f \equiv af_0$ , rel. (5.3.60) ia forma

$$f = f_p + k_f v_m, \quad (5.3.61)$$

acceași cu expresia (5.3.44), reprezentînd frecvența instantanee a unei oscilații MF.

unde am notat  $V_G \equiv V_{GS} - V_P$ , obținem din (5.3.54) expresia

$$C_i = \beta RC_{gd}(V_G + v_m), \quad (5.3.56)$$

care arată că  $C_i$  se modifică în ritmul semnalului modulator  $v_m$ .

Prin condensatorul de cuplaj  $C_c$  (a cărui reactanță este foarte mare la frecvența  $f_m$ ), intrarea TECJ, deci capacitatea  $C_i$ , se conectează în paralel cu circuitul LC al oscilatorului de RF a cărei tensiune de ieșire  $v_0$  se modulează în frecvență. Rezistența foarte mare  $R_G$  menține la va-

## 6. AMPLIFICATORUL OPERAȚIONAL INTEGRAT ȘI APLICAȚII FUNDAMENTALE

În acest capitol vom prezenta, pe scurt, mai întâi cîteva elemente introductive referitoare la circuitele integrate; iar apoi — structura, parametrii și aplicațiile de bază ale amplificatorului operațional integrat.

### 6.1. CIRCUITE INTEGRATE — ELEMENTE INTRODUCTIVE

Circuitele integrate constituie, în prezent, principala formă de realizare tehnologică a circuitelor electronice.

Referindu-ne la varianta monolitică, care este cea mai răspîdită, componentele circuitului integrat — tranzistoare, diode, rezistențe etc. — sînt realizate, prin tehnologia difuziei planare, în volumul unei pastile mici de Si, numită cip (dimensiuni tipice: suprafața 1 mm<sup>2</sup>, grosimea 0,1 mm). Adîncimea zonelor difuzate (în care sînt formate componentele de circuit) nu depășește cîteva  $\mu\text{m}$ . Suprafața cipului este acoperită cu un strat de SiO<sub>2</sub>, cu grosimea de pînă la 1  $\mu\text{m}$ . Componentele sînt interconectate printr-un microcablaj imprimat, rezultat din metalizarea prin depunere a stratului de SiO<sub>2</sub>, formîndu-se astfel circuitul electronic, conform schemei date.

Vom ilustra, într-un mod foarte simplificat, fazele esențiale de realizare a unui circuit integrat. Fie amplificatorul de audio-frecvență cu schema din fig. 6.1.1, avînd cinci componente: trei tranzistoare bipolare și două rezistențe.

Pe cipul de Si *p*, reprezentînd substratul pe care se va realiza circuitul integrat, se difuzează selectiv cinci zone de tip *n*, în care se vor forma componentele circuitului (fig. 6.1.2). Este important de observat că cele 5 zone *n* sînt izolate elec-

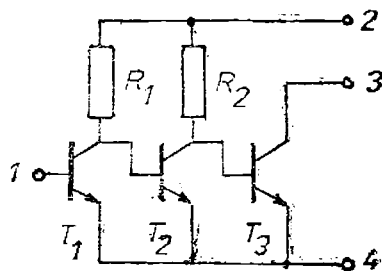


Fig. 6.1.1.

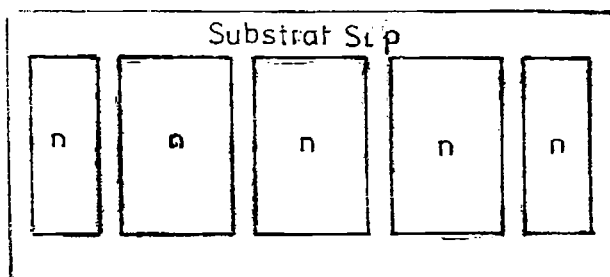


Fig. 6.1.2.

tric între ele, deoarece între oricare două zone, indiferent de drum, apar câte două JPN în opoziție, care nu permit trecerea curentului de la o zonă la alta în nici un sens.

Prin difuzii selective succesive se obțin în continuare zonele interioare de tip  $p$  apoi  $n$ , astfel încât să se formeze structurile corespunzătoare componentelor circuitului integrat (fig. 6.1.3). Rezistențele sînt aici regiuni alungite de tip  $p$ , care prin geometrie și conductivitate (controlată prin concentrația  $N_A$ ) asigură între extremități valorile  $R_1$  și  $R_2$  necesare. Tranzistoarele de tip  $npn$  au ca regiune de colector zona  $n$  exterioară (de suprafață mai mare) iar de emitor pe cea interioară.

În fig. 6.1.4 s-a reprezentat circuitul integrat și cu elementele de legătură: contactele (ohmice), figurate prin segmente îngroșate, și microcablajul — prin linii întrerupte. Contactele sînt mici zone peliculare de aluminiu (sau aur), rezultate din metalizarea selectivă prin depunere (evaporare în vid) a regiunilor semiconductoare respective, după cum microcablajul a rezultat din metalizarea selectivă prin depunere a stratului protector de  $SiO_2$ .

Relativ la capacitățile integrate, menționăm că acestea se realizează fie sub forma capacității de barieră prezentate de joncțiunile  $pn$ , fie prin capacități de tip MOS. Inductanțele integrate se realizează cu dificultate și numai de valori foarte mici (de ordinul  $nH$ ).

Prezentarea extrem de sumară de mai sus a avut probabil avantajul că, în puține cuvinte, a permis să se contureze noțiunea de circuit integrat

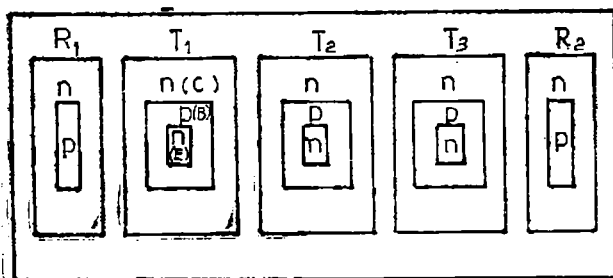


Fig. 6.1.3.



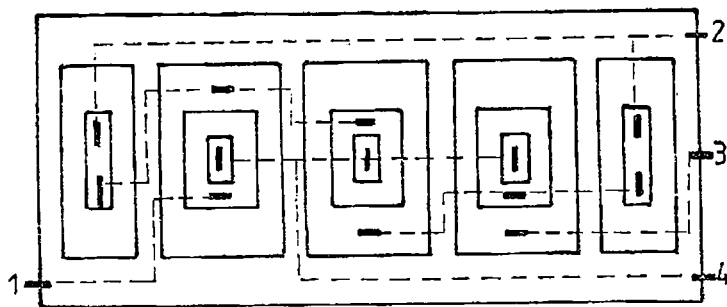


Fig. 6.1.4.

monolitic. Sînt însă necesare cîteva precizări referitoare la tehnologia difuziei planare. Sub acest nume înțelegem un grup de tehnici care furnizează mijloacele pentru a crea, în bucăți de siliciu inițial omogene, joncțiuni *pn* și regiuni de conductivitate diferită, precum și mijloacele necesare conectării regiunilor respective la contacte sau terminale.

Prin compensare se înțelege schimbarea tipului de conductibilitate a unei regiuni adăugînd impurități. Termenul de difuzie în stare solidă desemnează mecanismul prin care se adaugă unui semiconductor atomi de impuritate, substituind unii atomi proprii. Impuritățile de compensare sînt introduse în semiconductorul omogen ca efect al difuziei lor prin suprafețele semiconductorului. În acest scop, semiconductorul se plasează într-un gaz ce conține un compus al atomilor respectivi de impuritate. Pentru a obține distribuția dorită de impurități, se ridică temperatura pînă în jur de  $1000^{\circ}\text{C}$ , menținîndu-se astfel un timp de ordinul zecilor de minute. Prin scăderea temperaturii, atomii de impuritate sînt imobilizați în distribuția atinsă în momentul respectiv, și care este cea dorită.

Termenul de difuzie selectivă se referă la limitarea regiunilor spațiale în care se schimbă tipul de conductibilitate. După cum am văzut, în acest scop se utilizează  $\text{SiO}_2$  ca mască ce împiedică difuzia impurităților. Acope-rirea cu  $\text{SiO}_2$  se face pe întreaga suprafață, dar în regiunile unde trebuie realizată difuzia se deschid ferestre prin înlăturarea oxidului. Stratul de oxid este crescut cu ușurință după fiecare difuzie. De menționat că, în afară de delimitarea suprafețelor de difuzie, stratul de  $\text{SiO}_2$  servește la protejarea suprafeței semiconductorului după încheierea procesului de fabricație. Spunem că  $\text{SiO}_2$  pasivează suprafața semiconductorului. ( $\text{SiO}_2$  este impenetrabil pentru majoritatea atomilor străini, nedorîți, care ar afecta în timpul fabricației sau mai tîrziu caracteristicile semiconductorului.) De aici rezultă necesitatea ca oxidul să fie crescut după fiecare difuzie.

Suprafețele de pe care  $\text{SiO}_2$  trebuie înlăturat prin corodare cu acid fluorhidric sînt delimitate utilizînd o tehnică de mascare bazată pe metode fotografice (ca în fotogravură). Un lichid fotosensibil, numit fotorezist, se aplică uniform pe toată suprafața oxidului și este lăsat să se usuce. Pelicula este supusă la radiație ultravioletă, printr-o mască fotografică pene-

trabilă numai în zonele unde oxidul trebuie păstrat. În zonele expuse fotorezistul polimerizează. Prin spălarea suprafeței, fotorezistul rămâne numai în zonele unde a polimerizat. Acidul fluorhidric corodează oxidul în regiunile fără fotorezist, rezultând ferestrele. Fotorezistul polimerizat se înlătură cu un solvent organic.

Relativ la realizarea contactelor, operația începe prin deschiderea ferestrelor în oxid, ca mai sus. Apoi se evaporă în vid aluminiul (sau aurul) peste întreaga suprafață a cipului (la temperaturi joase), dar, cu un procedeu fotografic ca cel descris mai sus, se păstrează doar regiunile metalizate din ferestre care au contactat siliciul. Metalizările nedorite se corodează cu acid clorhidric sau fosforic, care atacă Al dar nu și  $\text{SiO}_2$ . În final, pe regiunile metalizate se conectează prin termocompresiune fire subțiri de aur (cu diametrul 10–20  $\mu\text{m}$ ), reprezentând terminalele. De regulă, acestea sunt conectate la conductoare mai groase care ies în exterior din capsula cipului.

Este important de menționat că circuitele integrate (cipurile) nu se realizează fiecare separat; simultan, pe o plachetă de Si (v. fig. 6.1.5) cu diametrul de 3–5 cm și grosime de 0,1 mm, se prelucrează un mare număr de CI. Adică, toate operațiile pe care le-am menționat — corodare, creștere  $\text{SiO}_2$ , difuzie, metalizare — se fac pe întreaga plachetă, pentru toate cipurile acesteia (și care devin CI identice). Apoi placheta se zgârie cu cuțitul de diamant și se sparge în CI separate. Ultimele operații efectuate asupra circuitelor integrate rezultate sunt: testarea electrică, lipirea pe baze, conectarea la terminale și încapsularea. Dintr-o plachetă de Si rezultă câteva mii de CI.

Circuitele integrate sunt clasificate după diferite criterii. Cele la care ne-am referit reprezintă CI realizate în tehnologia bipolară. O componentă bipolară ocupă în medie pe un cip o arie de 0,01  $\text{mm}^2$ . Tot monolitice sunt și CI realizate în tehnologie MOS. Deși densitatea de componente este mai mare în această tehnologie (0,002  $\text{mm}^2$  pe componentă MOS), ea este mai puțin utilizată din cauza pantei  $g_m$  de valoare mică a tranzistoarelor MOS. În prezent se realizează CI larg integrate (LSI — Large Scale Integration; VLSI — Very LSI; SLSI — Super LSI), numărul componentelor dintr-un astfel de CI fiind de ordinul  $10^4 \dots 10^5$ .

În afară de CI monolitice, există CI hibride, la care rezistențele, conductoarele și capacitățile se realizează fie prin tehnologia straturilor groase (TSG), fie prin cea a straturilor subțiri (TSS), iar elementele active și cele neintegrabile (capacități și inductanțe mari) se atașează sub formă discretă.

După tipul semnalelor cu care operează distingem: a) CI digitale (numerice sau logice), care prelucrează semnale binare (ce pot avea numai două valori); ele realizează funcții logice sau de memorare.

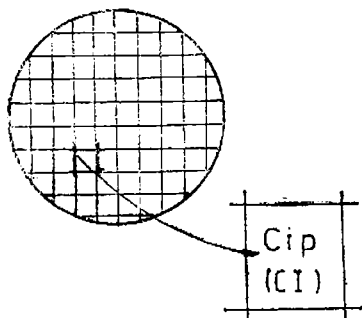


Fig. 6.1.5.

b) CI analogice, la care semnalul de ieșire variază continuu în timp, urmărind după o anumită lege variația semnalului de intrare. Aceste circuite prelucrează sau generează semnale continue în amplitudine, polaritate sau frecvență pentru realizarea unor funcții analogice, ca: generare, amplificare, modulare, demodulare, redresare, schimbare de frecvență, multiplicare etc.

Principalele avantaje ale introducerii CI sînt: posibilitatea de nuărire a complexității echipamentelor electronice în condițiile creșterii fiabilității, reducerea volumului și a consumului de energie, precum și reducerea costului de producție.

## 6.2. CARACTERIZAREA AMPLIFICATORULUI OPERAȚIONAL

Amplificatorul operațional (AO), ale cărui caracteristici principale le prezentăm aici, constituie — datorită multitudinii aplicațiilor sale — cel mai important circuit integrat analogic.

AO este în esență un amplificator de c.c. (pentru semnale cu frecvențe începînd de la zero și pînă al cîțiva kHz) cu cîștig (amplificare) în tensiune foarte mare, tipic de ordinul  $a = 10^5$ . Ca urmare, i se poate aplica din exterior o reacție negativă (RN) puternică, astfel ca, rămînînd cu un cîștig în buclă închisă (cu RN) de valoare  $A$  satisfăcătoare (zeci, sute), etajul cu AO să realizeze o funcție de transfer (răspuns/semnal) determinată în principal de rețeaua de reacție, formată din componente pasive, deci cu parametri foarte stabili. De asemenea, i se poate atașa un circuit de compensare care controlează răspunsul în frecvență pentru evitarea intrării în oscilație.

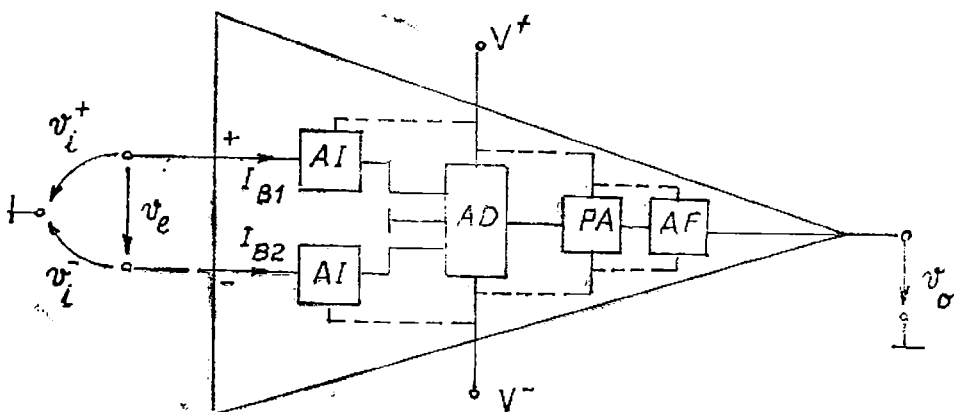


Fig. 6.2.1.

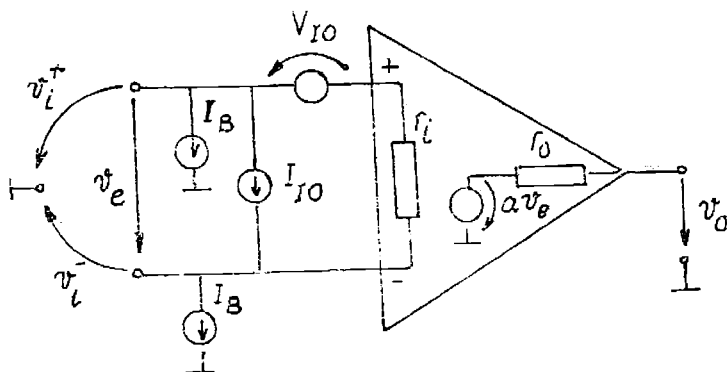


Fig. 6.2.2.

În felul acesta, AO apare ca o structură integrată ce se distinge prin versatilitatea sa și prin marea stabilitate ce o conferă circuitelor în care este inclus. Ca urmare, AO este utilizat la realizarea amplificării de înaltă fidelitate (bandă largă), a amplificării selective (filtrare activă) și a altor funcții ce se adaugă celor specifice calculului analogic (derivare, integrare, sumare etc.) care l-au impus inițial.

În fig. 6.2.1 s-a reprezentat schema bloc tipică a unui AO. De observat că intrarea sa este diferențială iar ieșirea obișnuită (nesimetrică). Adică, cele două borne ale porții de intrare sînt electric simetrice față de masă (ambele sînt borne „calde”, neconectate la masă). Borna notată + se numește neînversoare, deoarece dacă pe ea aplicăm un semnal,  $v_i^+$ , iar pe cealaltă nu aplicăm semnal, răspunsul  $v_o$  este în fază cu  $v_i^+$ . Borna notată - (minus) se numește inversoare; aplicînd pe ea un semnal,  $v_i^-$ , obținem un răspuns  $v_o$  în contrafază cu  $v_i^-$ . Dacă  $v_i^+$  și  $v_i^-$  se aplică simultan pe bornele respective (între acestea și masă), răspunsul va fi proporțional cu diferența  $v_i^+ - v_i^- \equiv v_e$ , și care se numește tensiune de intrare diferențială sau tensiune de eroare.

După cum se observă, mai sus am considerat că AO lucrează la frecvențe suficient de joase, la care câștigul în buclă deschisă are valoare constantă ( $=a$ , independent de frecvență) și deci AO nu introduce alt defazaj, în afară de cel de  $180^\circ$  cînd semnalul se aplică pe borna inversoare. Aceasta

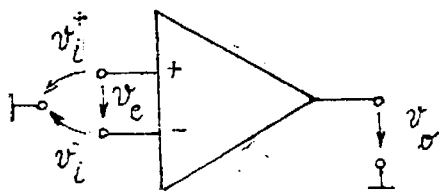


Fig. 6.2.3.

ne permite să lucrăm cu variabile reale:  $v_i$ ,  $v_e$ ,  $v_o$ . Ele sînt semnale, dar se identifică cu valorile instantanee totale respective, deoarece, precum s-a menționat, pentru AO și componenta continuă reprezintă semnal.

Să revenim la fig. 6.2.1. Referindu-ne la AO bipolare (cum este AO de tip 741), amplificatoarele de intrare AI sînt repetitoare pe emitor, fapt

ce determină obținerea unei rezistențe mari de intrare și a unor curenți de polarizare a intrărilor  $I_{B1}$  și  $I_{B2}$ , de valoare mică, tipic 10–100 nA. (Pentru AI realizate cu TECJ, acești curenți sînt mult mai mici: 1–10 pA)

Etajul următor,  $AD$ , este un amplificator diferențial, realizat cu două  $TB$  în conexiune  $BC$  (comandate în emitor de  $AI$  respective).

Etajele  $AI$  și  $AD$  împreună îndeplinesc, în principal, următoarele funcții:

a) Asigură o intrare diferențială, care este relativ insensibilă la tensiunile de mod comun (nivelul potențialului comun, față de masă, al intrărilor), o rezistență de intrare mare și un câștig de tensiune.

b) Realizează deplasarea nivelului de c.c., care nivel, în cazul utilizării exclusive a  $TB$   $n-p-n$  (avantajoase pentru răspunsul în frecvență), ar crește progresiv datorită cuplajului galvanic dintre etaje.

c) Realizează conversia de la diferențial la nesimetric.

Preamplificatorul  $PA$  introduce un câștig în tensiune de valoare foarte mare, iar amplificatorul final  $AF$  — de semnal mare, în clasă  $AB$  — asigură o putere de semnal la ieșire de pînă la 100 mW.

De regulă,  $AO$  se alimentează de la două surse de c.c., una pozitivă ( $V^+$ ) și alta negativă ( $V^-$ ) în raport cu masa sursei de semnal; tensiunile  $V^+$  și  $V^-$  nu se reprezintă de obicei în schemele de principiu cu  $AO$ .

În circuitul echivalent al  $AO$  din fig. 6.2.2 s-au inclus principali parametri ai  $AO$ , funcționînd la semnale mici de frecvență suficient de joasă. Prezentăm mai jos acești parametri.

1) **Cîștigul în buclă deschisă,  $a$** , definit prin relația

$$a = \frac{D}{v_i^+ - v_i^-} \frac{v_o}{v_i} = \frac{v_o}{v_i}, \quad (6.2.1)$$

are valori tipice cuprinse între  $10^4$  și  $10^6$ .

2) **Rezistența de intrare  $r_i$**  are, pentru  $AO$  realizate cu  $TB$  la intrare, valori tipice între 100 k $\Omega$  și 1 M $\Omega$ .

3) **Curentul de polarizare a intrărilor,  $I_B$** , se definește ca medie a celor doi curenți de la intrare:

$$I_B = \frac{D}{2} (\bar{I}_{B1} + \bar{I}_{B2}). \quad (6.2.2)$$

Astfel, de exemplu, dacă la un  $AO$  măsurăm un curent continuu  $I_{B1} = 0,1 \mu A$  care intră prin borna neînversoare și un curent  $I_{B2} = 0,15 \mu A$  care intră prin borna inversoare, vom avea un curent de polarizare a intrărilor  $I_B = 0,125 \mu A$ .

4) **Curentul de ofset (sau de decalaj) la intrare,  $I_{IO}$** , este definit prin diferența

$$I_{IO} = \frac{D}{2} I_{B1} - I_{B2}. \quad (6.2.3)$$

5) **Tensiunea de ofset (sau de decalaj) la intrare,  $V_{IO}$** , reprezintă tensiunea diferențială care trebuie aplicată la intrare pentru a aduce tensiunea de ieșire la zero. Pentru  $AO$  monolitice cu  $TB$  la intrare,  $V_{IO}$  are valori tipice cuprinse între 2 și 5 mV. Adesea ea poate fi adusă la zero cu ajutorul unui potențiometru exterior (de reglaj al ofsetului).

6) **Rezistența de ieșire**  $r_o$  a amplificatoarelor operaționale de uz general este de ordinul 50–100  $\Omega$ .

Pentru AO741 — care este amplificatorul operațional cel mai utilizat — valorile tipice obținute experimental pentru parametrii circuitului echivalent din fig. 6.2.2 sînt:  $a = 200\,000$ ,  $r_i = 2\text{ M}\Omega$ ,  $I_B = 80\text{ nA}$ ,  $I_{IO} = 10\text{ nA}$ ,  $V_{IO} = 2\text{ mV}$ ,  $r_o = 75\text{ }\Omega$ .

La parametrii prezentați mai sus, adăugăm alte cîteva mărimi importante pentru caracterizarea AO.

7) **Raportul de rejecție al modului comun** (CMRR — Common Mode Rejection Ratio) este definit ca raportul dintre cîștigul de mod diferențial ( $a$ ) și cîștigul de mod comun  $a_c \stackrel{D}{=} \Delta v_{OC}/\Delta v_{IC}$ , unde  $\Delta v_{OC}$  este variația tensiunii de ieșire de mod comun produsă de variația tensiunii de intrare de mod comun  $\Delta v_{CI}$ . O valoare tipică a CMRR este  $10^4$  (80 dB).

8) **Freevența de — 3 dB**,  $f_{-3dB}$ , reprezintă frecvența la care cîștigul în buclă deschisă scade cu 3 dB (decî de  $\sqrt{2}$  ori), față de valoarea sa de la frecvențe foarte joase (valoare tipică: 10 Hz).

9) **Frecvența (banda) de cîștig unitar** (sau frecvența de tăiere),  $f_T$ , este frecvența la care cîștigul în buclă deschisă scade la unitate. Menționăm că la un AO cîștigul în tensiune scade la frecvențe înalte din cauza capacităților prezentate de joncțiuni și a efectelor determinate de stocarea purtătorilor minoritari în dispozitivele din componența AO. Scăderea cîștigului poate fi accentuată prin adăugarea unei capacități de compensare prin care, așa cum am arătat, se evită autooscilațiile în AO.

10) **Viteza maximă de variație a tensiunii de ieșire**,  $SR$  (slow-rate), reprezintă rata  $dv_o/dt$  cu care se modifică tensiunea de ieșire în regiunea cu pantă constantă (a graficului  $v_o - t$ ), AO funcționînd ca repetor (v. cap. 6.3.1) cu  $v_i$  — treaptă de semnal mare (val. standard 5 V). Parametrul  $SR$  este o măsură a limitării ce apare asupra vitezei cu care poate varia tensiunea de ieșire. Această limitare este dată de valoarea finită a curentului disponibil în circuit cu care poate fi încărcată și descărcată capacitatea de compensare.

În fig. 6.2.3 s-a reprezentat simbolul AO.

Prin AO ideal înțelegem un amplificator cu intrarea diferențială, ieșirea nesimetrică, cîștig infinit, rezistență de intrare infinită și rezistență de ieșire nulă.

### 6.3. APLICAȚII DE BAZĂ ALE AO

În cele ce urmează prezentăm pe scurt circuitele de bază cu AO. Expresiile parametrilor acestor circuite, respectiv relațiile semnal — răspuns vor fi stabilite considerînd, de regulă, că amplificatorul operațional este ideal.

### 6.3.1. AMPLIFICATOR NEINVERSOR

Schema amplificatorului neinversor realizat cu AO este dată în fig. 6.3.1. Semnalul de amplificat  $v_i$  se aplică la poarta de intrare  $II'$ , iar răspunsul (semnalul amplificat)  $v_o$  se culege la poarta de ieșire  $OO'$ . Observăm că AO este prevăzut cu o rețea de reacție constituită din divizorul rezistiv  $R_1, R_2$ . La extremitățile lui se aplică  $v_o$ , iar căderea de tensiune de pe  $R_1$  este tensiunea de reacție  $v_f$ .

Reacția este negativă, fapt ce rezultă și din considerente fizice. Fiindcă  $v_i$  se aplică pe borna neinversoare (+), înseamnă că  $v_o$  este în fază cu  $v_i$ , iar  $v_f$ , ca parte a lui  $v_o$ , este de asemenea în fază cu  $v_i$ . Plecînd însă de la borna + la -, pentru a obține tensiunea diferențială  $v_e$  (care se aplică efectiv la intrarea  $\pm$  a AO), observăm că  $v_f$  se scade din  $v_i$ , adică avem

$$v_e = v_i - v_f, \quad (6.3.1)$$

ceea ce arată că este vorba de o RN.

Principala problemă care se pune acum este determinarea amplificării de tensiune  $A$  a etajului din fig. 6.3.1, mărime reprezentînd cîștigul în buclă închisă (în prezența RN), definită prin relația:

$$A \stackrel{D}{=} v_o/v_i. \quad (6.3.2)$$

Amintim că, potrivit definiției (6.2.1), cîștigul AO în buclă deschisă este

$$a \stackrel{D}{=} v_o/v_e, \quad (6.3.3)$$

cu

$$v_e = v_i^+ - v_i^-, \quad (6.3.4)$$

unde  $v_i^+$  este tensiunea (față de masă) pe borna neinversoare, iar  $v_i^-$  — tensiunea pe borna inversoare.

Cîștigul  $A$  se poate determina în funcție de cîștigul în buclă deschisă și de parametrii rețelei de reacție prin mai multe metode, afirmația fiind valabilă pentru orice circuit cu AO, nu numai pentru cel din fig. 6.3.1. Este important ca aceste metode să fie cunoscute, deoarece în funcție de configurația circuitului este avantajoasă o metodă sau alta.

1) **Metoda directă** face uz de teoremele lui Kirchhoff. În baza schemei din fig. 6.3.1 și a relațiilor de mai sus, avem:  $v_o = av_e = a(v_i - v_f)$  sau

$$v_o = a \left( v_i - \frac{R_1}{R_1 + R_2} v_o \right),$$

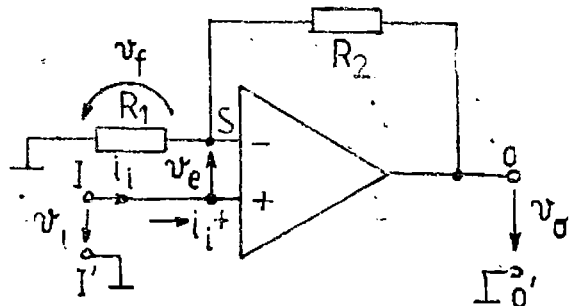


Fig. 6.3.1.

de unde

$$A = \left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right) \frac{1}{1 + \frac{1}{a} \left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right)}. \quad (6.3.5)$$

La stabilirea relației precedente, am utilizat o ipoteză idealizatoare pentru AO și anume aceea că  $i_i^-$  (curentul de intrare în AO prin borne inversoare) este nul. Introducând în rel. (6.3.5) și ipoteza  $a = \infty$  sau doar că  $(1 + R_2/R_1)/a \ll 1$ , obținem expresia simplă

$$A = 1 + R_2/R_1. \quad (6.3.6)$$

Observăm că  $A$  este pozitiv, ceea ce arată că circuitul nu inversează faza semnalului amplificat, de unde și denumirea sa de amplificator neinvertor. Dependența lui  $A$  doar de parametrii rețelei pasive de reacție, conform rel. (6.3.6), reflectă performanțele calitative ale circuitului rezultate din combinația amplificator operațional — buclă de RN.

2) **Metoda folosind conceptul de reacție.** În baza relațiilor (4.4.51), (4.4.53) și (4.4.64), stabilite la studiul reacției, și folosind notațiile de mai sus, avem:

$$A = \frac{a}{1 - Fa} \simeq -\frac{1}{F}, \quad (6.3.7)$$

cu  $F = v_f/v_o$ . Egalitatea aproximativă din (6.3.7) este valabilă dacă  $|Fa| \gg 1$  (v. rel. 4.4.64). Din  $v_f = -v_o R_1/(R_1 + R_2)$  (cu convenția de semn din fig. 4.4.15 pentru  $v_f$ ), rezultă  $F = -R_1/(R_1 + R_2)$  și deci  $A = 1 + R_2/R_1$ .

3) **Metoda folosind condiția de punct de sumare.** Borna inversoare (marcată suplimentar cu  $S$  în fig. 6.3.1) se numește și punct de sumare, deoarece aici apare însumarea algebrică dintre  $v_i$  și  $v_f$  pentru a da tensiunea diferențială  $v_e$  conform rel. (6.3.1). Din (6.3.3) avem  $v_e = v_o/a$ ; întrucât  $v_o$  este finit iar  $a = \infty$  la AO ideal, rezultă

$$v_e \simeq 0. \quad (6.3.8)$$

Rezultatul (6.3.8), care este corolarul suprapunerii în antifază a semnalelor cvasisegale,  $v_i$  și  $v_f$ , se numește condiție de punct de sumare și poate constitui, în cazul unor configurații de circuite cu AO, o cale expeditivă de stabilire a expresiei lui  $A$  în cazul AO ideal. Astfel, pentru amplificatorul neinvertor, condiția (6.3.8) conduce la:

$$v_e = v_i - v_f = v_i - v_o R_1/(R_1 + R_2) = 0,$$

de unde rezultă  $A \equiv v_o/v_i = 1 + R_2/R_1$ .

4) **Metoda folosind condiția de curent nul la intrare.** Deoarece  $v_e = 0$ , căderea de tensiune pe rezistența de intrare este

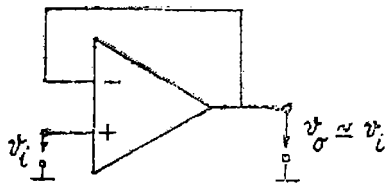


Fig. 6.3.2.



nulă și, prin urmare, curentul de intrare în AO (prin oricare din cele două borne) este nul. Obținem rezultatul

$$i_i^+ \equiv i_i^- \simeq 0, \quad (6.3.9)$$

reprezentând condiția de curent nul la intrare, care de asemenea poate conduce la simplificarea determinării lui  $A$ .

Un alt parametru al circuitului cu AO îl constituie rezistența de intrare  $\bar{R}_{in}$ . Pentru amplificatorul neinvertor cu AO ideal rezultă  $\bar{R}_{in} \stackrel{D}{=} v_i/i_i = \infty$ .

Tensiunea de intrare de mod comun (componentă de semnal),  $v_{is}$ , definită prin relația

$$v_{is} \stackrel{D}{=} (v_i^+ + v_i^-)/2, \quad (6.3.10)$$

va avea, pentru amplificatorul neinvertor, valoarea  $v_{is} = (v - v_i + v_o)/2 = v_i - v_o/2 \simeq v_i$ . Deci, această componentă nedorită este relativ mare la amplificatorul neinvertor, reproducând practic semnalul  $v_i$ .

Un caz particular important de circuit neinvertor îl constituie repetorul de tensiune (v. fig. 6.3.2). El este un amplificator neinvertor, cu  $R_2 = 0$  și  $R_1 = \infty$ .

Rezultă  $A = 1$ , deci răspunsul  $v_o$  reproduce semnalul  $v_i$ .

## 6.3.2. AMPLIFICATOR INVERTOR

Circuitul cu schema din fig. 6.3.3 se numește amplificator invertor, deoarece,  $v_i$  aplicându-se pe borna inversoare, rezultă la ieșire un semnal amplificat  $v_o$  în contrafază cu  $v_i$ .

Din schemă rezultă:

$$i_i^- = i_1 + i_2 = \frac{v_i + v_e}{R_1} + \frac{v_o + v_e}{R_2}.$$

Punând condițiile de punct de sumare ( $v_e = 0$ ) și de curent nul la intrare ( $i_i^- = 0$ ), obținem  $v_i/R_1 + v_o/R_2 = 0$ , de unde

$$A = -\frac{R_2}{R_1}. \quad (6.3.11)$$

Rezistența de intrare este  $R_{in} = v_i/i_1 = R_1 v_i/(v_i + v_o)$  sau, cu  $v_o = 0$ ,

$$R_{in} = R_1. \quad (6.3.12)$$

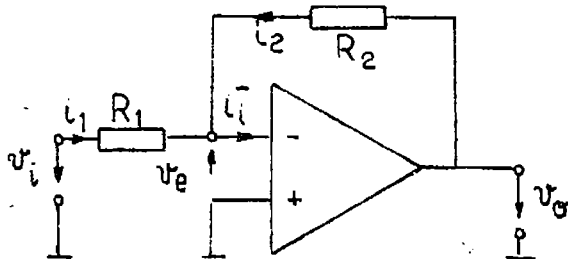


Fig. 6.3.3.

Tensiunea de intrare de mod comun va fi:  $v_{ic} = (v_i^+ + v_i^-)/2 = (0 - v_e)/2 = 0$ .

Deci, amplificatorul inversor este avantajos față de cel neinversor în ce privește tensiunea  $v_{ic}$ , dar nu și ca rezistență de intrare.

### 6.3.3. AMPLIFICATOR DIFERENȚIAL

Circuitul cu AO din fig. 6.3.4 reprezintă un amplificator diferențial, în sensul că tensiunea de ieșire  $v_o$  este răspunsul la diferența  $v_{i1} - v_{i2}$  a celor două semnale de intrare aplicate între borna  $I_1$  și  $M$  (masă), respectiv între  $I_2$  și  $M$ .

Pentru aflarea câștigului în buclă închisă,  $A \stackrel{D}{=} v_o/(v_{i1} - v_{i2})$ , să calculăm  $v_e$  și să punem condiția de punct de sumare. Avem

$$v_e \equiv v_i^+ - v_i^- = v_{i1} \frac{R_2}{R_1 + R_2} - \left( v_{i2} + \frac{v_o - v_{i2}}{R_1 + R_2} R_1 \right). \quad (6.3.13)$$

În stabilirea rel. (6.3.13) am ținut cont că  $i_i^+ = i_i^- = 0$ . Condiția de punct de sumare cere anularea expresiei (6.3.13); obținem  $R_1 v_o = (v_{i1} - v_{i2}) R_2$ , de unde rezultă câștigul diferențial:

$$A = \frac{R_2}{R_1}. \quad (6.3.14)$$

Amplificatoarele diferențiale sînt adecvate decelării și amplificării diferențelor mici dintre două tensiuni de valori relativ mari, cum este de exemplu cazul tensiunii de pe diagonala unei punți de măsură.

Să determinăm tensiunea de intrare de mod comun. Avem:

$$v_{ic} \equiv (v_i^+ + v_i^-)/2 = (v_i^+ - v_e + v_i^+)/2 \simeq v_i^+. \quad (6.3.15)$$

Dar  $v_i^+ = v_{i1} R_2/(R_1 + R_2)$ , iar  $R_2 \gg R_1$  și deci (6.3.15) conduce la rezultatul

$$v_{ic} \simeq v_{i1}. \quad (6.3.16)$$

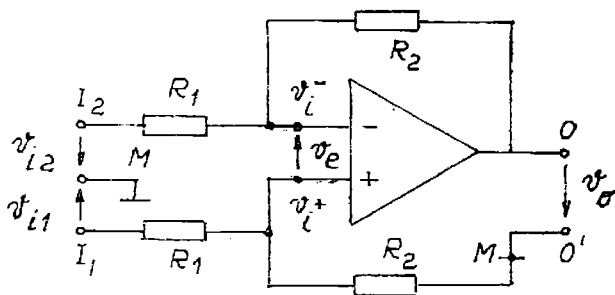


Fig. 6.3.4.

ceea ce arată că amplificatorul diferențial suportă la intrare o tensiune de mod comun comparabilă cu tensiunile de semnal, ca în cazul amplificatorului în inversor.

### 6.3.4. SUMATOR ELEMENTAR

Dacă dorim să obținem un răspuns  $v_o$  proporțional cu suma unor semnale date,  $v_1, v_2, \dots, v_n$ , vom utiliza circuitul cu AO numit sumator elementar, a cărui schemă este reprezentată în fig. 6.3.5.

De fapt, circuitul derivă din amplificatorul inversor, la intrare acționând cele  $n$  surse de semnal care, prin rezistoare de tip  $R_k$  din rețeaua de RN, se conectează în paralel pe borna inversoare.

Pentru deducerea relației dintre răspuns și semnale, aplicăm prima teoremă a lui Kirchhoff în punctul de sumare S:  $i_1 + i_2 + \dots + i_n + i = i_s^-$ .

Dar  $i_k = (v_{ik} + v_e)/R_k$  iar  $i = (v_o + v_e)/R$ . Rezultă

$$\sum_{k=1}^n \frac{v_{ik} + v_e}{R_k} + \frac{v_o + v_e}{R} = i_s^- \quad (6.3.17)$$

Punând condiția de punct de sumare ( $v_e = 0$ ) și pe cea de curent nul la intrare ( $i_s^- = 0$ ), din (6.3.17) obținem

$$v_o = - \sum_{k=1}^n \frac{R}{R_k} v_{ik}, \quad (6.3.18)$$

sau, dacă luăm  $R_k = R$

$$v_o = - \sum_{k=1}^n v_{ik}. \quad (6.3.19)$$

Deci, răspunsul circuitului este egal cu suma semnalelor de intrare luată cu semn schimbat.

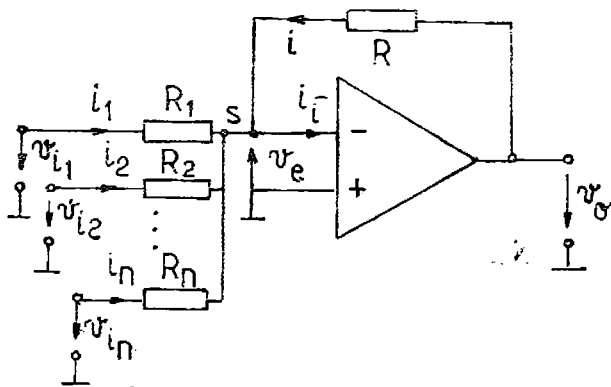


Fig. 6.3.5.

### 6.3.5. DERIVATOR

Circuitul cu AO din fig. 6.3.6 se numește derivator sau circuit de derivare, deoarece furnizează la ieșire un răspuns  $v_o$  proporțional cu derivata în timp a semnalului de intrare  $v_i$ .

De observat că schema este similară celei a amplificatorului inversor, cu deosebire că rezistorul de intrare al rețelei de reacție este înlocuit aici cu un condensator de capacitate  $C$ .

Relația semnal-răspuns se obține scriind prima teoremă a lui Kirchhoff în punctul  $S$ :  $i_C + i_R = i_i^-$ . Dar  $i_C = Cdv_e/dt = Cd(v_i + v_e)/dt$  iar  $i_R = (v_o + v_e)/R$ , și rezultă deci:

$$C \frac{d}{dt} (v_i + v_e) + \frac{v_o + v_e}{R} = i_i^- \quad (6.3.20)$$

Folosind condiția de punct de sumare și cea de curent nul la intrare, din rel. (6.3.20) obținem răspunsul

$$v_o = -RC \frac{dv_i}{dt}, \quad (6.3.21)$$

care este proporțional cu derivata în funcție de timp a semnalului de intrare.

În cazul unui semnal armonic  $v_i = V_i \sin \omega t$ , fazorul răspunsului va fi

$$\underline{V}_o = -j\omega CRV_i, \quad (6.3.22)$$

adică  $v_o$  este defazat cu  $\pi/2$  radiani în urma lui  $v_i$ .

### 6.3.6. INTEGRATOR

Cu ajutorul circuitului reprezentat în fig. 6.3.7 obținem la ieșire un răspuns  $v_o$  proporțional cu integrala în timp a semnalului de intrare  $v_i$ . Circuitul se numește integrator (circuit de integrare).

De observat că schema integratorului derivă din cea a amplificatorului inversor, substituind cu un condensator de capacitate  $C$  rezistorul de ieșire al rețelei de reacție.

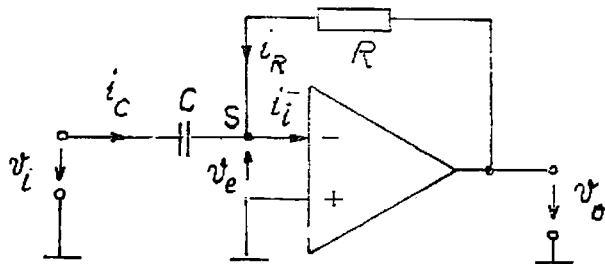


Fig. 6.3.6.

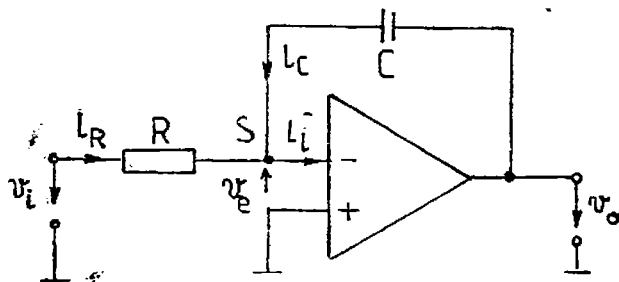


Fig. 6.3.7.

Pentru obținerea relației semnal — răspuns, procedăm ca în cazul derivatorului. Avem:  $i_R + i_C = i_i^-$ ,  $i_R = (v_i + v_o)/R$ ,  $i_C = C d(v_i + v_o)/dt$  și deci

$$\frac{v_i + v_o}{R} + C \frac{d}{dt} (v_o + v_i) = i_i^-. \quad (6.3.23)$$

Introducând  $v_i = 0$  și  $i_i^- = 0$  în rel. (6.3.23), rezultă  $v_o/R + C dv_o/dt = 0$ , și deci

$$v_o = -\frac{1}{RC} \int v_i dt + \text{const.}, \quad (6.3.24)$$

ceea ce arată că răspunsul circuitului din fig. (6.3.7) este, cu aproximație de o constantă, proporțional cu integrala în timp a semnalului de intrare.

Dacă  $v_i$  este sinusoidal,  $v_i = V_i \sin \omega t$ , și ne referim la componenta alternativă a răspunsului, fazorul respectiv este

$$\underline{V}_o = j \frac{1}{\omega CR} V_i, \quad (6.3.25)$$

și arată că  $v_o$  este defazat cu  $\pi/2$  radiani înaintea semnalului de intrare.

## 7. ALTE PROBLEME DE BAZĂ ÎN RADIOELECTRONICĂ

### 7.1. MULTIPLICAREA FRECVENȚEI SEMNALELOR

Prin multiplicarea frecvenței  $\omega$  a unui semnal armonic înțelegem transformarea lui într-un alt semnal armonic, cu frecvența  $n\omega$ , unde  $n$  este un număr întreg numit ordin de multiplicare. Circuitul utilizat în acest scop reprezintă un multiplicator de frecvență.

Este esențial ca în structura multiplicatorului să existe un element neliniar, sau unul parametric (cu parametri variabili în timp). Elementul respectiv distorsionează semnalul aplicat de frecvență  $\omega$  și, printre componentele Fourier rezultate, apare și armonica dorită de frecvență  $n\omega$ , care poate fi separată cu ajutorul unui circuit selectiv (filtru).

Multiplicatoarele destinate conversiei puterii în radiofrecvență utilizează elemente neliniare de circuit.

Eficiența  $\varepsilon$  a unui multiplicator, definită prin raportul

$$\varepsilon = \frac{D}{P_{in}} \frac{P_{i\omega}}{P_{in}}, \quad (7.1.1)$$

unde  $P_{in}$  reprezintă puterea de intrare la frecvența  $\omega$ , iar  $P_{i\omega}$  — puterea de ieșire la frecvența  $n\omega$ , depinde — la frecvența de ieșire dată — în principal de elementul neliniar utilizat.

Multiplicatoarele de frecvență active, echipate cu elemente neliniare capabile să introducă în puterea de ieșire pe armonica  $n\omega$  o contribuție energetică a surselor de c.c. (tuburi electronice, tranzistoare etc.), realizează eficiențe chiar supraunitare.

Multiplicatoarele pasive, bazate pe o rezistență neliniară (de exemplu o diodă cu contact punctiform), prezintă eficiențe scăzute, ce nu pot depăși valoarea  $1/n^2$ . Dimpotrivă, multiplicatoarele pasive care utilizează reactanțe neliniare sau variabile în timp (multiplicatoare parametrice) pot realiza eficiențe mari, chiar de 100%, dacă reactanțele respective nu au pierderi. Reactanțele neliniare inductive nu corespund ca eficiență la frecvențe înalte din cauza pierderilor mari de putere.

Multiplicatoare de frecvență cu reactanțe neliniare capacitive — adică utilizând varactori — și la care ne vom referi în cele ce urmează, se disting prin eficiențe ridicate pînă la domeniul undelor decimetrice sau chiar centimetrice.

### 7.1.1. MULTIPLICAREA FRECVENȚEI CU VARACTORI — GENERALITĂȚI

Datorită eficienței ridicate, multiplicatoarele cu varactori sînt utilizate frecvent în structura surselor de înaltă frecvență cu corp solid folosite în gamele de unde metrice și microunde.

În cap. 2.4 am arătat că varactorul este de fapt o diodă cu joncțiune  $p-n$ , căreia însă îi este specific regimul de polarizare inversă și, ca urmare, se utilizează în calitate de capacitate variabilă (comandată) prin intermediul tensiunii inverse,  $v_R$ . Capacitatea neliniară (dependentă de tensiune) este cea de barieră,  $C_j$ , dată de rel. (2.4.41) pentru varactorul cu JPN abruptă. Avînd în vedere regimul de polarizare inversă, circuitul echivalent din fig. 2.4.6 se reduce, pentru varactor, la  $C_j$  avînd în serie rezistența mică de pierderi  $r$ . Pentru a se evita pierderile prin conducție directă (efectul lui  $v_d$ ) și străpungerea, varactorul este comandat, de regulă, între limitele  $v_R = 0$  și  $v_R = V_B$  (v. fig. 2.4.7, graficul  $C_j$ ).

Din rel. (2.4.32, 40, 41) rezultă

$$s = S_{\max} \left( \frac{v_R + V_0}{V_B + V_0} \right)^{1/2} = S_{\max} \left( \frac{q}{Q_B} \right) \quad (7.1.2)$$

$$q = Q_B \left( \frac{v_R + V_0}{V_B + V_0} \right)^{1/2} \quad (7.1.3)$$

și

$$Q_B = 2 \frac{V_B + V_0}{S_{\max}} \simeq 2 \frac{V_B}{S_{\max}}, \quad (7.1.4)$$

unde  $s \equiv 1/C_j$  reprezintă elastața varactorului,  $S_{\max} \equiv 1/C_{j\min}$  — elastața maximă (la  $v_R = V_B$ ) și  $Q_B$  — sarcina spațială la  $v_R = V_B$ . Sarcina electrică de comandă la nivel mare a varactorului reproduce practic sarcina spațială  $q$ , deoarece sarcina stocată (de mărimea sarcinii  $Q_0$  comunicată varactorului la  $v_R = -V_0$ ) poate fi neglijată în acest regim.

Din rel. (7.1.1,2) observăm că la acest tip de varactor (cu JPN abruptă) tensiunea pe dispozitiv variază ca  $q^2$ , iar elastața este proporțională cu  $q$ .

Prima observație explică de ce multiplicatoarele bazate pe varactorul de tip abrupt, cu excepția dublorului de frecvență, pot genera armonica dorită numai dacă sînt asigurate componentele inactice de curent („idler”) corespunzătoare.

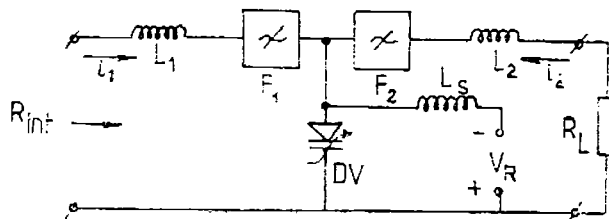


Fig. 7.1.1.

Să ne referim la schema de tip paralel a dublului de frecvență din fig. 7.1.1. În schemă,  $DV$  este dioda varactor,  $L_1$  și  $L_2$  — inductanțe de acord în circuitul de intrare, respectiv de ieșire,  $F_1$  și  $F_2$  — filtre care permit trecerea numai pentru componenta de curent  $i_1$  cu frecvența  $\omega$ , respectiv  $i_2$  cu frecvența  $2\omega$ ,  $L_s$  — bobină de șoc prin care se polarizează invers varactorul, blocînd trecerea semnalelor spre sursa de tensiune continuă  $V_R$ , iar  $R_L$  — rezistența de sarcină, conectată la poarta de ieșire.

Să arătăm că dublarea de frecvență este posibilă. Presupunem că o dată cu semnalul armonic aplicat  $i_1(\omega)$  apare și curentul, tot armonic,  $i_2(2\omega)$  în circuitul de ieșire. Datorită filtrelor, prin varactor nu poate trece decât curentul  $i_1(\omega) + i_2(2\omega)$  și deci  $q \sim [i_1(\omega) + i_2(2\omega)]$ , iar tensiunea variabilă pe varactor  $v_r \sim q^2 \sim [i_1(\omega) + i_2(2\omega)]^2$ . Din dezvoltare rezultă, pentru  $v_r$ , componente armonice cu frecvențele  $\omega$ ,  $2\omega$ ,  $3\omega$  și  $4\omega$ . Prin urmare, pe varactor apare și o tensiune sinusoidală cu frecvența  $2\omega$ , care poate întreține curentul  $i_2(2\omega)$  presupus a exista inițial. Deci, dublarea frecvenței este posibilă; nu este necesar să asigurăm varactorului componente de curent cu alte frecvențe în afară de cea de intrare ( $\omega$ ) și de ieșire ( $2\omega$ ). Spunem că dublorul poate funcționa fără idler (componentă inactivă, adică alta decât cea de la intrare și ieșire). De observat că, deși pe varactor apar și alte componente de tensiune, cu frecvențele  $3\omega$  și  $4\omega$ , varactorul nu operează cu puteri decât la  $\omega$  și  $2\omega$ , deoarece, datorită filtrelor, circulă curenți numai la aceste două frecvențe.

Să presupunem că dorim să triplăm frecvența cu circuitul din fig. 7.1.1. Injectăm curentul  $i_1(\omega)$  și acordăm filtrul  $F_2$  pe frecvența  $3\omega$ . Presupunem că în circuitul de ieșire există curentul  $i_2(3\omega)$ . Dezvoltînd expresia  $v_r \sim [i_1(\omega) + i_2(3\omega)]^2$  obținem componente ale lui  $v_r$  cu frecvențele  $2\omega$ ,  $4\omega$  și  $6\omega$ . Deoarece nu apare pe varactor o componentă de tensiune cu frecvența  $3\omega$  care să întrețină curentul  $i_2(3\omega)$ , presupus inițial amorsat, rezultă că circuitul nu poate funcționa ca triplor. Dacă însă conectăm în paralel pe varactor un circuit care să permită trecerea lui  $i_2(2\omega)$ , curentul prin varactor va fi suma celor trei curenți. Rezultă atunci pe varactor și o componentă de tensiune cu frecvența  $3\omega$ , și deci triplorul funcționează. Circuitul auxiliar se numește, ca și componenta respectivă de curent, idler sau inactiv.

Teoria generală arată că funcționarea multiplicatoarelor cu varactori de tip abrupt, cu  $n > 2$ , este condiționată de existența uneia sau mai multor componente inactive. Dar pentru varactorii practici, în scopul măririi eficienței, astfel de componente sînt necesare întotdeauna.



## 7.1.2. ANALIZA DUBLORULUI CU DIODĂ VARACTOR

Ne propunem să analizăm regimul de funcționare al dublorului de frecvență cu varactor — joncțiune abruptă, conectat în schemă de tip paralel (v. fig. 7.1.1).

**ELASTANȚA INSTANTANEE.** Potrivit schemei din fig. 7.1.1, curentul  $i(t)$  prin varactor conține numai două componente, adică are expresia

$$i(t) = i_1 + i_2 = 2I_1 \cos \omega t + 2I_2 \cos (2\omega t + \varphi), \quad (7.1.5)$$

unde  $I_1$  și  $I_2$  sînt semiamplitudinile componentelor, iar  $\varphi$  — faza inițială a armonicii a doua. Sarcina electrică instantanee pe capacitatea neliniară a varactorului rezultă din integrarea expresiei (7.1.5):

$$q(t) = \int i(t) dt + Q = Q + 2Q_1 \sin \omega t + 2Q_2 \sin (2\omega t + \varphi), \quad (7.1.6)$$

în care  $Q$  este valoarea medie a sarcinii, egală aproximativ cu cea de repaus la tensiunea de polarizare  $V_R$ , iar  $Q_1$  și  $Q_2$  — semiamplitudinile componentelor armonice ale sarcinii, avînd expresiile

$$Q_1 = \frac{I_1}{\omega} \quad \text{și} \quad Q_2 = \frac{I_2}{2\omega}. \quad (7.1.7)$$

Dacă scriem dependența (7.1.2) pentru punctul de repaus al varactorului,  $M(V_R, Q, S)$ , obținem

$$S = S_{\max} \frac{Q}{Q_B}, \quad (7.1.8)$$

iar din (7.1.2) și (7.1.8) rezultă

$$s = S \frac{q}{Q}. \quad (7.1.9)$$

Intriducînd (7.1.6) în (7.1.9), obținem elastanța instantanee

$$s(t) = S \left[ 1 + \frac{2Q_1}{Q} \sin \omega t + \frac{2Q_2}{Q} \sin (2\omega t + \varphi) \right], \quad (7.1.10)$$

sau

$$s(t) = S [1 + p_1 \sin \omega t + p_2 \sin (2\omega t + \varphi)], \quad (7.1.11)$$

în care am introdus așa-numiții coeficienți de comandă în curent ai elastanței,  $p_1$  și  $p_2$ , prin expresiile (v. rel. (7.1.17)):

$$p_1 \equiv \frac{2Q_1}{Q} = \frac{2I_1}{\omega Q} \quad \text{și} \quad p_2 \equiv \frac{2Q_2}{Q} = \frac{I_2}{\omega Q}. \quad (7.1.12)$$

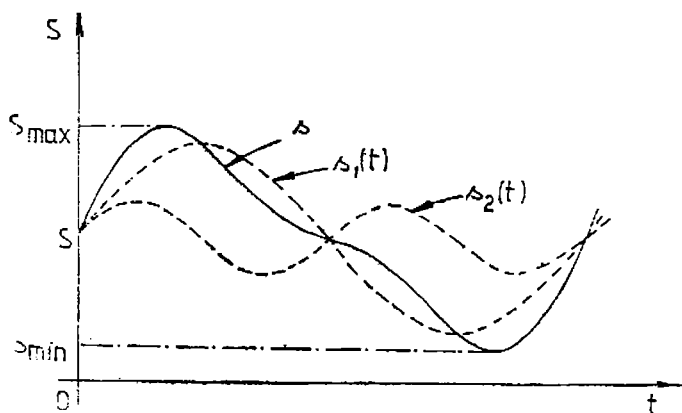


Fig. 7.1.2.

Dependența (7.1.11) arată că elastața varactorului, care este un parametru de circuit (reciproca unei capacități), variază în timp. Ea are trei componente: una continuă (de frecvență nulă),  $S$ , și două armonice — fundamentala (cu frecvența  $\omega$ )

$$s_1(t) = Sp_1 \sin \omega t, \quad (7.1.13)$$

și armonica a doua (cu frecvența  $2\omega$ )

$$s_2(t) = sp_2 \sin (2\omega t + \varphi) \quad (7.1.14)$$

Pentru curenți de comandă ( $i_1$  și  $i_2$ ) cu amplitudini constante, componentele  $s_1$  și  $s_2$  ale elastaței variază sinusoidal în timp, așa cum se arată în (fig. 7.1.2 (pentru  $\varphi = 0$ ) — unde sînt reprezentate toate cele trei componente ( $S$ ,  $s_1$  și  $s_2$ ) și forma de undă  $s(t)$ , care le sintetizează, conform relației (7.1.11). Deci, în aceste condiții ( $I_1$  și  $I_2$  — constante), dublorul de frecvență cu frecvență cu varactor este un circuit parametric; parametrul variabil în timp este elastața de barieră a joncțiunii varactorului, iar ritmul de variație este cel impus de curenții  $i_1$  și  $i_2$ .

Varactorul este element neliniar pentru că parametrul variabil, adică elastața, depinde de amplitudinile curenților prin intermediul coeficienților de comandă  $p_1$  și  $p_2$ .

**PUNCTUL MEDIU DE FUNCȚIONARE. CONDIȚIA DE COMANDĂ.** Nivelul de comandă a varactorului și plasarea punctului mediu de funcționare trebuie să fie astfel încît, în regim dinamic, să nu se depășească tensiunea de străpungere  $V_B$  și nici limita  $v_R = 0$  (de intrare în conducție). În primul caz este periclitat varactorul, în al doilea scade eficiența dublorului, ca efect al pierderilor în rezistența  $r_d$  (v. fig. 2.4.6.7) care șunttează capacitatea joncțiunii.

Avînd în vedere acest interval ( $V_B, 0$ ), elastața va putea deci varia între  $S_{max}$  (la  $v_R = V_B$ ) și  $S_{min}$  (la  $v_R = 0$ ). Principalii parametri statici

ai varactorului sînt  $V_B$ ,  $S_{max}$  și  $V_0$ , la care mai adăugăm rezistența serie  $r$  (v. fig. 2.4.6). Aplicînd relația (7.1.2), obținem  $S_{min} = S_{max} [V_0/(V_B + V_0)]^{1/2} \approx S_{max} (V_0/V_B)^{1/2}$ ; deoarece  $V_0 \ll V_B$  (cu cel puțin două ordine de mărime), putem considera că  $S_{min} \approx 0$  (față de  $S_{max}$ ). Deci, pentru protejarea varactorului și obținerea unei eficiențe cît mai înalte, comanda elastanței trebuie limitată la intervalul cuprins între  $s = S_{max}$  și  $s = 0$ . Să introducem această condiție în rel. (7.1.10). Trebuie să admitem că  $\varphi$  poate lua orice valoare, cel puțin în timpul reglajelor de acord și adaptare, care sînt inerente punerii în funcțiune a dublorului. Atunci, cea mai mare valoare a lui  $s(t)$  apare cînd  $\sin \omega t = \sin (2\omega + \varphi) = 1$ , iar cea mai scăzută cînd  $\sin \omega t = \sin (2\omega t + \varphi) = -1$ . Obținem deci

$$S_{max} = S(1 + p_1 + p_2) \quad (7.1.15)$$

și

$$0 = S(1 - p_1 - p_2). \quad (7.1.16)$$

Dacă adunăm ecuațiile (7.1.15 și 16), aflăm elastanța în punctul mediu de funcționare:

$$S = \frac{1}{2} S_{max}. \quad (7.1.17)$$

Introducînd (7.1.17) în (7.1.2) și avînd în vedere că valoarea  $S$  corespunde tensiunii de polarizare  $V_R$  a varactorului (în punctul mediu de funcționare), găsim  $4(V_R + V_0) = V_B + V_0$  sau

$$V_R \approx \frac{1}{4} V_B, \quad (7.1.18)$$

deoarece  $V_0 \ll V_B$ ,  $V_R$ . Deci, dacă varactorul a fost ales, putem calcula cu (7.1.18), în funcție de parametrul  $V_B$ , tensiunea continuă  $V_R$  cu care trebuie să polarizăm invers varactorul. Prin urmare, folosind relațiile (7.1.17 și 18), se determină coordonatele punctului de repaus  $M(V_R, S)$  pe caracteristica  $s = s(V_R)$ , în funcție de parametrii  $S_{max}$  și  $V_B$  ai varactorului.

Din ecuația (7.1.16) obținem relația

$$p_1 + p_2 = 1, \quad (7.1.19)$$

pe care o numim condiție de comandă, deoarece introduce restricții privind amplitudinea curenților prin varactor.

**FAZORII CURENȚ ȘI ELASTANȚĂ.** Avînd în vedere forma valorilor instantanee ale curenților din expresia (7.1.5), fazorii corespunzători sînt:

$$I_1(j\omega) = I_1 \text{ și } I_2(j2\omega) = I_2 \exp(j\varphi); \quad (7.1.20)$$

deci oscilațiile de referință sînt  $\cos \omega t$  pentru fundamentală și  $\cos 2\omega t$  pentru armonica a doua. Fazorul de curent conjugat pentru fundamentală, care ne va interesa, este

$$I_1^*(-j\omega) = I_1. \quad (7.1.21)$$

După cum se observă, în expresiile (7.1.20 și 21) am relevat frecvența și sensul de rotație, în vederea asocierii fazorilor curent și elastață la forma-rea produselor de calcul a fazorilor tensiune.

În baza expresiilor (7.1.13 și 14) și a oscilațiilor de referință menționate, rezultă fazorii elastață (semiamplitudini):

$$S_1(j\omega) = -\frac{1}{2} jSp_1, \quad (7.1.22)$$

$$\underline{S}_2(j2\omega) = -\frac{1}{2} jSp_2 \exp(j\varphi) \quad (7.1.23)$$

și

$$\underline{S}_1^*(-j\omega) = \frac{1}{2} jSp_1. \quad (7.1.24)$$

**FAZORII TENSIUNE.** Componentele armonice ale tensiunii pe varactor apar ca rezultat al interacțiunii componentelor de curent cu parametrii de circuit ai varactorului, deci cu elastața și rezistența serie. Pentru a obține fazorii care interesează,  $\underline{V}_1 \equiv \underline{V}_1(j\omega)$  și  $\underline{V}_2 \equiv \underline{V}_2(j2\omega)$ , va trebui să însumăm produsele cu frecvența corespunzătoare, având ca prim factor pe  $r = r(j\omega)$ ,  $S(j\omega)$  și fazorii elastață dați de relațiile (7.1.22–24), iar ca factor secund azorii curent având expresiile (7.1.20–21).

La  $\underline{V}_1(j\omega)$  contribuie produsele care includ perechile  $[r(j\omega), \underline{I}_1(j\omega)]$ ,  $[S(j\omega), \underline{I}_1(j\omega)]$ ,  $[S_2(j2\omega), \underline{I}_1^*(-j\omega)]$  și  $[S_1^*(-j\omega), \underline{I}_2(j2\omega)]$ , pentru că suma frecvențelor factorilor este  $\omega$ . La  $\underline{V}_2(j2\omega)$  contribuie  $[r(j\omega), \underline{I}_2(j2\omega)]$ ,  $[S(j\omega), \underline{I}_2(j2\omega)]$  și  $[\underline{S}_1(j\omega), \underline{I}_1(j\omega)]$ , deoarece suma respectivă este  $2\omega$ . Prin urmare, rezultă

$$\underline{V}_1 = r\underline{I}_1 + \frac{S}{j\omega} \underline{I}_1 + \frac{S_2}{j\omega} \underline{I}_1^* + \frac{S_1^*}{j\omega} \underline{I}_2 \quad (7.1.25)$$

și

$$\underline{V}_2 = r\underline{I}_2 + \frac{S}{j2\omega} \underline{I}_2 + \frac{S_1}{j2\omega} \underline{I}_1. \quad (7.1.26)$$

**CONDIȚIA DE FAZĂ.** Dacă înlocuim fazorii curent și elastață din relațiile (7.1.25–26) cu expresiile lor (7.1.20–24) și avem în vedere că  $p_1/p_2 = 2I_1/I_2$  (v. rel. 7.1.12), obținem

$$\underline{V}_1 = \left[ r + \frac{Sp_2}{2\omega} \cos \varphi + \frac{S}{j\omega} \left( 1 - \frac{1}{2} p_2 \sin \varphi \right) \right] \underline{I}_1 \quad (7.1.27)$$

și

$$\underline{V}_2 = \left[ r \cos \varphi + \frac{S}{2\omega} \left( \sin \varphi - \frac{p_1^2}{4p_2} \right) + \frac{1}{j} \left( \frac{S}{2\omega} \cos \varphi - r \sin \varphi \right) \right] \underline{I}_2. \quad (7.1.28)$$

Faza inițială  $\varphi$  a armonicii a doua trebuie determinată astfel încât puterea activă absorbită de varactor să fie maximă, pentru că în acest caz și puterea convertită în armonica a doua va fi maximă.

Puterea reală la intrare este

$$P_{\text{int}} = 2\text{Re}\underline{V}_1 \underline{I}_1^* = 2\underline{I}_1 \text{Re}\underline{V}_1 = 2\left(r + \frac{Sp_2}{2\omega} \cos \varphi\right) I_1^2 \quad (7.1.29)$$

și, în ce privește valoarea lui  $\varphi$ , devine maximă pentru

$$\varphi = 0. \quad (7.1.30)$$

**ECUAȚIILE DE CUADRIPOLE. IMPEDANȚE APARENTE.** Condiția de fază (7.1.30) simplifică expresiile fazorilor tensiune (rel. 7.1.27–28) astfel:

$$\underline{V}_1 = \left(r + \frac{S}{2\omega} p_2 + \frac{S}{j\omega}\right) I_1 \quad (7.1.31)$$

și

$$\underline{V}_2 = \left(r - \frac{S}{8\omega} \frac{p_1^2}{p_2} + \frac{S}{j2\omega}\right) I_2. \quad (7.1.32)$$

Relațiile (7.1.31–32) pot fi privite drept ecuații de cuadripol ale varactorului funcționând în regim de dublor de frecvență. De subliniat însă, că aceste dependențe, dintre componentele de tensiune și curent asociate varactorului, sînt neliniare, deoarece coeficienții de comandă  $p_1$  și  $p_2$  sînt funcții de amplitudinile curenților.

Pentru coeficienți de comandă fixați, putem defini totuși o impedanță de intrare aparentă, adică impedanța prezentată de varactor pe frecvența  $\omega$ :

$$\underline{Z}_{\text{int}} \equiv \underline{Z}_1 = \frac{\underline{V}_1}{I_1} = r + \frac{S}{2\omega} p_2 + \frac{S}{j\omega}. \quad (7.1.33)$$

Similar, definim impedanța prezentată de varactor pe frecvența  $2\omega$ :

$$\underline{Z}_2 = \frac{\underline{V}_2}{I_2} = r - \frac{S}{8\omega} \frac{p_1^2}{p_2} + \frac{S}{j2\omega}. \quad (7.1.34)$$

Evident, impedanțele  $\underline{Z}_1$  și  $\underline{Z}_2$  cu valori numerice precizate sînt valabile numai pentru valorile  $p_1$  și  $p_2$  introduse în calcul. De observat că partea reală a lui  $\underline{Z}_1$  cuprinde, în afară de  $r$ , componenta neliniară de conversie  $Sp_2/2\omega$  depedentă de armonica a doua a curentului, iar partea imaginară este chiar reactanța capacitivă a varactorului la frecvența  $\omega$ , în punctul de repaus. Termenul neliniar negativ  $-Sp_1^2/8\omega p_2$ , din partea reală a lui  $\underline{Z}_2$ , reflectă caracterul de generator armonic al varactorului pe armonica a doua, iar componenta reactivă,  $-S/2\omega$ , reproduce reactanța varactorului în punctul de repaus, la frecvența  $2\omega$ .

Impedanța de sarcină a varactorului, adică impedanța circuitului liniar pe armonica a doua văzută la dreapta varactorului (v. fig. 7.1.1), și pe care o notăm  $\underline{Z}_L$ , trebuie să satisfacă la condiția  $\underline{V}_2 = -\underline{Z}_L \underline{I}_2$ . Rezultă atunci

$$\underline{Z}_L \equiv R_L + jX_L = -\underline{Z}_2 = \frac{S}{8\omega} \frac{p_1^2}{p_2} - r + j\frac{S}{2\omega}. \quad (7.1.35)$$

Impedanțele  $Z_{int}$  și  $Z_L$ , calculate pe baza relațiilor (7.1.33 și 35), servesc la adaptarea generatorului cu intrarea dublului de frecvență, respectiv a sarcinii fizice — care absoarbe puterea pe frecvența  $2\omega$  — cu ieșirea multiplicatorului.

**REGIMUL ENERGETIC.** Să calculăm puterile reale care prezintă interes în funcționarea dublului de frecvență. Puterea de intrare dată de rel. (7.1.29), având în vedere condiția de fază (7.1.30), devine

$$P_{int} = 2(r + Sp_2/2\omega)I_2^2. \quad (7.1.36)$$

În baza rel. (7.1.35), găsim pentru puterea de ieșire (din varactor) expresia

$$P_{ies} = 2I_2^2 Re Z_L = 2 \left( \frac{S}{8\omega} \frac{p_1^2}{p_2} - r \right) I_2^2, \quad (7.1.37)$$

iar pentru puterea convertită de varactor de la frecvența  $\omega$  la  $2\omega$ :

$$P_s = 2I_1^2 Re(Z_{int} - r) = \frac{S}{\omega} p_2 I_1^2. \quad (7.1.38)$$

Cele trei puteri sînt dependente de curenții  $I_1$  și  $I_2$  atît direct, cît și prin intermediul coeficienților de comandă  $p_1$  și  $p_2$ . Între aceștia din urmă există ca legătură condiția de comandă (7.1.19). O a doua relație se stabilește dintr-o condiție de optimizare energetică și anume, aceea ca una din mărimile  $P_{int}$ ,  $P_{ies}$ ,  $P_s$  sau  $\epsilon$  să fie maximă. Din punct de vedere practic nu sînt diferențe semnificative în consecințele maximizării uneia sau alteia din mărimile menționate.

Rezultatul cel mai simplu se obține maximizînd puterea convertită,  $P_s$ . Introducînd în rel. (7.1.38)  $I_1 = p_1 \omega Q/2$  (v. rel. 7.1.12), obținem  $P_s = SQ^2 \omega p_1^2 p_2/4 = SQ^2 \omega p_1^2 (1 - p_1)/4$ , ultima expresie obținîndu-se în baza condiției de comandă (7.1.19). Punînd  $dP_s/dp_1 = 0$ , rezultă că puterea convertită este maximă pentru

$$p_1 = 2/3 \text{ și } p_2 = 1/3. \quad (7.1.39)$$

În condițiile, (7.1.39), puterea convertită și eficiența devin:

$$P_{smax} = \frac{1}{54} \frac{V_B^2}{S_{max}} \omega \quad (7.1.40)$$

și

$$\epsilon_D = \frac{P_{ies}}{P_{int}} = \frac{S_{max} - 12\omega r}{S_{max} + 12\omega r}. \quad (7.1.41)$$

Pentru aprecierea ordinelor de mărime, calculăm valorile de regim în condiții de putere convertită maximă (rel. 7.1.39), folosind date tipice pentru un dublul de frecvență cu varactor — joncțiune abruptă, avînd

frecvența de intrare în banda undelor metrice:  $f = 100 \text{ MHz}$ ,  $S_{\max} = 0,25 \cdot \text{pF}^{-1}$ ,  $r = 1 \Omega$ ,  $V_B = 100 \text{ V}$ . Obținem:  $Z_{\text{int}} = (34,3 - j200) \Omega$ ,  $Z_L = (32,3 + j100) \Omega$ ,  $P_{\text{int}} = 477 \text{ mW}$ ,  $P_o = 463 \text{ mW}$ ,  $P_{\text{ier}} = 449 \text{ mW}$  și  $\eta = 94\%$ .

## 7.2. DEMODULAREA SEMNALELOR

Prin detecție (sau demodulare) înțelegem procesul de extragere a semnalului modulator dintr-o oscilație modulată. Această operație se realizează cu circuite de detecție (detectoare, demodulatoare). Receptorul radio, oricât de simplu ar fi, trebuie să posede cel puțin etajul detector, precedat de antenă (care furnizează detectorului oscilația modulată) și urmat de un traductor electroacustic (care transformă în informație sonoră echivalentul electric al acesteia, adică semnalul modulator de audiofrecvență).

După cum s-a arătat în cap. 5.3.3, oscilația modulată conține numai componente de frecvență înaltă (radiofrecvență): componenta de frecvență purtătoare  $f_p$  și componente laterale cu frecvențe care diferă puțin de  $f_p$  — mai precis diferă cu valorile frecvențelor modulatorilor și ale primilor multipli ai acestora. Pentru ca din oscilația modulată (cu spectru de RF) să extragem semnalul modulator (cu spectru de JF), trebuie să facem o conversie de spectru, proces care necesită utilizarea unui dispozitiv neliniar, cum este dioda semiconductoră.

Marea varietate a schemelor de circuite de detecție este determinată de existența tipurilor de oscilații modulate, de diversitatea dispozitivelor neliniare și a configurațiilor posibile între acestea și elementele liniare de circuit. Desigur, complexitatea circuitului demodulator este corelată cu calitatea pretinsă semnalului detectat. În cele ce urmează vom prezenta funcționarea a două scheme simple de detecție, una pentru oscilații MA și cealaltă pentru oscilații MF.

### 7.2.1. DETECTOR DE AMPLITUDINE

Demodulatorul cel mai răspândit pentru oscilații MA, numit și detector de amplitudine, are schema prezentată în fig. 7.2.1, a.  $D$  este dioda detectoare,  $R_D$  (rezistența de detecție) și  $C_D$  (condensatorul de detecție) formează grupul de detecție și constituie sarcina detectorului, iar  $C_o$  este condensatorul de cuplaj la ieșire.

Tensiunea modulată în amplitudine  $v_{MA}$ , cu forma de undă din fig. 7.2.1, b), se aplică la poarta de intrare  $II'$ . Pe grupul de detecție se obține tensiunea detectată  $v_D$ , cu forma de undă trasată cu linie continuă în fig. 7.2.1, c. La poarta de ieșire  $OO'$  rezultă semnalul modulator  $v_m$  (fig. 7.2.1, d).

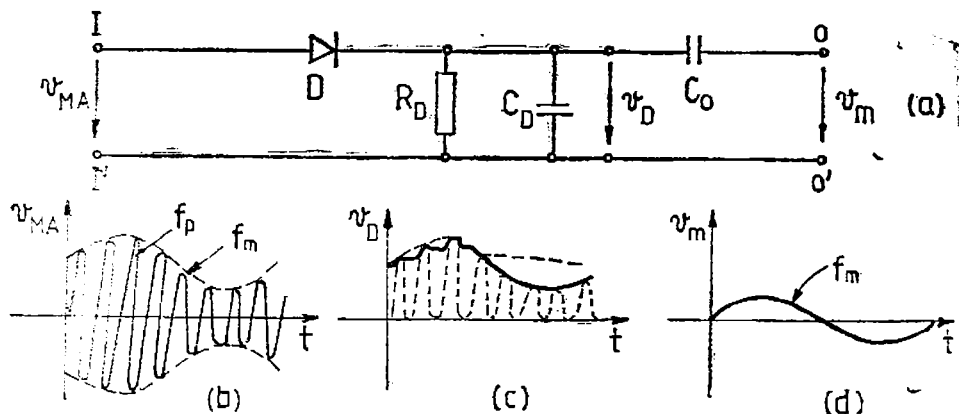


Fig. 7.2.1.

Pentru explicarea funcționării, să presupunem — ca la studiul redresorului monoalternanță cu filtru  $RC$  (v. cap. 3.3.3 și fig. 3.3.4—5) — că dioda  $D$  admite caracteristica ideală din fig. 3.1.2. Grupul de detecție se dimensionează astfel încât constanta de timp  $\tau_D = R_D C_D$  să fie suficient de mare în raport cu perioada  $T_p = 1/f_p$ . Atunci, condensatorul  $C_D$  se încarcă la vîrfurile pozitive ale tensiunii  $v_{MA}$ , neputînd urmări scăderile rapide ale impulsurilor de RF pozitive pe care  $D$  le redresează (v. cap. 3.3.3). Impulsurile sînt redat punctat în fig. 7.2.1, c. Ca urmare, tensiunea pe condensator — deci tensiunea detectată  $v_D$  — va urmări practic anvelopa de modulație trasată cu linie continuă în fig. 7.2.1, c.

Constanta  $\tau_D$  trebuie să fie însă mică în raport cu perioada  $T_m = 1/f_m$ , pentru că altfel  $v_D$  nu mai urmărește nici anvelopa de modulație ( $C_D$  s-ar descărca prea lent — cum se arată cu linie întreruptă în fig. 7.2.1, c); spunem în acest caz că semnalul modulator este afectat de distorsiuni de neurmărire.

Condensatorul de cuplaj  $C_O$  blochează componenta continuă a lui  $v_D$ , astfel încît la ieșire rezultă semnalul modulator alternativ  $v_m$  din fig. 7.2.1, d.

## 7.2.2. DEMODULATOR DE FRECVENȚĂ

În fig. 7.2.2 este dată schema demodulatorului de frecvență cu circuit dezacordat. De fapt, el este compus dintr-un amplificator de RF echipat cu tranzistorul TB și dintr-un detector de amplitudine cu elementele  $D$ ,  $R_D$  și  $C_D$ .

Tensiunea modulată în frecvență  $v_{MF}$  se aplică la intrarea  $II'$  a amplificatorului. Circuitul de sarcină  $LC$  nu este acordat pe frecvența centrală  $f_c$  a tensiunii MF. Mai precis, frecvența proprie a circuitului,  $f_0 \equiv 1/2\pi\sqrt{LC}$ ,



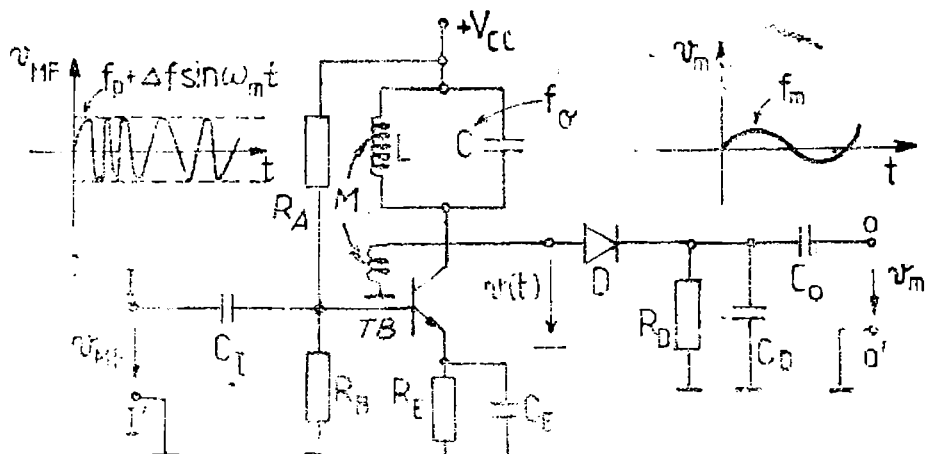


Fig. 7.2.2.

este mai mică decât  $f_p$ , așa cum se arată în fig. 7.2.3. În figură, graficul (a) reprezintă curba de selectivitate a amplificatorului de RF (identică cu cea de rezonanță a circuitului LC).

În timp, frecvența instantanee a oscilației MF variază după legea  $f = f_p + \Delta f \sin \omega_m t$  (v. cap. 5.3.3), dată de graficul (b), unde  $\Delta f$  este deviația maximă de frecvență (proporțională cu amplitudinea  $V_m$  a semnalului modulator  $v_m$ ). O dată cu creșterea,  $f$  se depărtează de frecvența de rezonanță  $f_0$  și deci scade amplitudinea  $V$  a tensiunii  $v(t)$  de la ieșirea amplifi-

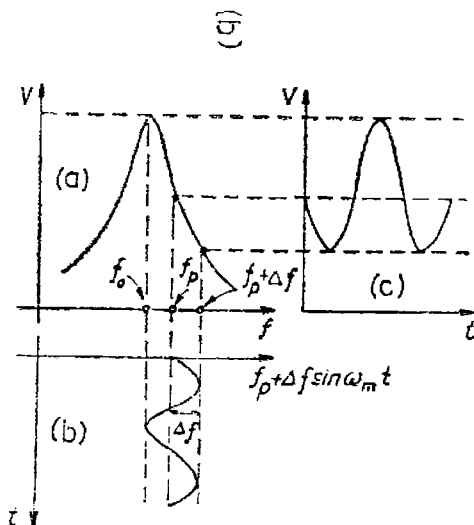


Fig. 7.2.3.

catorului ; dimpotrivă, prin micșorare,  $f$  se apropie de  $f_0$  și  $V$  crește. Dependență  $V = V(f)$  este ilustrată grafic de curba (c) din fig. 7.2.3.

De aici rezultă că amplificatorul de RF cu circuitul  $LC$  dezacordat (față de  $f_p$ ), transformă tensiunea modulată în frecvență, de la intrare, într-o tensiune  $v(t)$  modulată în amplitudine. De observat că ritmul în care variază  $v(t)$  este cel impus de frecvența instantanee  $f_p + \Delta f \sin \omega_m t$ , adică de semnalul modulator.

Mai departe (v. fig. 7.2.2), tensiunea modulată în amplitudine  $v(t)$  se aplică detectorului de amplitudine care furnizează semnalul modulator  $v_m$  la poarta de ieșire  $OO'$ .

## BIBLIOGRAFIE

- V. ZAMFIR, *Curs de dispozitive și circuite electronice*, Tipografia Universității din Timișoara, 1986.
- M. DRĂGĂNESCU, *Procese electronice în dispozitive semiconductoare de circuit*, Ed. Acad. R.P.R., București, 1962.
- M. DRĂGĂNESCU, *Electronica corpului solid*, Ed. Tehnică, București, 1972.
- A.S. GROVE, *Fizica și tehnologia dispozitivelor semiconductoare* (traducere din literatura americană), Ed. Tehnică, București, 1973.
- P.S. KIRKEV, *Fizica semiconductoarelor* (traducere din limba rusă), Ed. Științifică și Enciclopedică, București, 1977.
- R. PIRINGER ș.a., *Dispozitive electronice*, Ed. Didactică și Pedagogică, București, 1976.
- P.R. CRAY, R.G. MEYER, *Circuite integrate analogice. Analiză și proiectare* (traducere din limba engleză -- S.U.A.), Ed. Tehnică, București, 1983.
- D.D. SANDU, *Dispozitive și circuite electronice*, Ed. Didactică și Pedagogică, București, 1975.
- M. YUNIK, *Design of Modern Transistor Circuits*, PRENTICE-HALL, INC., Englewood Cliffs, New Jersey, 1973.
- P.E. GRAY, C.L. SEARLE, *Bazele electronicii moderne* (traducere după ediția americană), vol. I și II, Ed. Tehnică, București, 1973.
- T. TĂNĂSESCU și colectiv, *Circuite cu tranzistoare*, Ed. Tehnică, București, 1961.
- GH. CARTIANU, *Modulația de frecvență*, Ed. Acad. R.S.R., București, 1966.
- E. DAMACHI ș.a., *Electronică*, Ed. Didactică și Pedagogică, București, 1979.
- E. CEANGĂ ș.a., *Electronică industrială*, Ed. Didactică și Pedagogică, București, 1981.
- D. DASCĂLU ș.a., *Dispozitive și circuite electronice*, Ed. Didactică și Pedagogică, București, 1982.
- TH. DANILĂ ș.a., *Dispozitive și circuite electronice*, Ed. Didactică și Pedagogică, București, 1982.
- ANCA MANOLESCU ș.a., *Circuite integrate liniare*, Ed. Didactică și Pedagogică, București, 1983.
- M. SĂVESCU ș.a., *Circuite electronice*, vol. II, Ed. Tehnică, București, 1969.
- P. BARANSKI et al., *Electronique des semiconducteurs. Propriétés des matériaux. Aide-mémoire, première et deuxième partie*, Editions Mir, Moscou, 1978.
- \* \* \* *Dispozitive semiconductoare. Catalog condensat*, I.P.R.S. Băneasa, 1979.
- \* \* \* *Tranzistoare. Catalog*, I.P.R.S. Băneasa, 1981-1982.
- \* \* \* *Componente electronice semiconductoare. Catalog*, I.C.C.E. București, 1982.
- R. RĂPEANU ș.a., *Circuite integrate analogice*, Ed. Tehnică, București, 1983.
- V. ZAMFIR, Teză de doctorat, Universitatea „Babeș-Bolyai” Cluj, 1972.
- P. PENFIELD, Jr., R. RAFUSE, *Varactor Applications*, The M.I.T. Press, Cambridge, Massachusetts, 1962.

Redactor: ION ILIN  
Tehnoredactor: IOAN I. IANCU

Bun de tipar: 09.3.1987,  
Apărut 1987  
Coli tipar: 17,5

Tiparul executat sub comanda nr. 27/87 la  
INTREPRINDEREA POLIGRAFICA CLUJ  
Municipiul Cluj-Napoca  
B-dul Lenin 146  
Republica Socialistă România





EDITURA FACLA